

第7回

# 低温センター研究交流会概要集

Abstract book

The 7th Research Forum of Cryogenic Research Center

■日時： 平成28年2月23日（火）

9：30～18：00（講演会）

18：00～20：00（懇談会）

■場所： 武田ホール（武田先端知ビル5階）

東京大学低温センター

Cryogenic Research Center



## 第 7 回 低温センター研究交流会 プログラム

- 日時： 平成 28 年 2 月 23 日 (火)  
講演会 9:30~18:00  
利用者懇談会 18:00~20:00
- 場所： 武田ホール (武田先端知ビル 5 階)
- 一般講演時間：20 分 (質疑応答 5 分を含む)

9:30- 9:40 はじめに 樽茶 清悟 (低温センター長)

### セッション 1 座長: 岩佐 義宏 (工学系研究科・附属量子相エレクトロニクス研究センター)

- 9:40-10:00 朴 顕良 工学系研究科・物理工学専攻・M2 (為ヶ井研究室)  
O-01 122 型鉄系超伝導体におけるスプレイド柱状欠陥 による磁束量子のピン止め  
Flux pinning in 122-type iron-based superconductors with splayed columnar defects
- 10:00-10:20 一ノ倉 聖 理学系研究科・物理学専攻・D3 (長谷川研究室)  
O-02 Ca-インターカレートした 2 層グラフェンにおける超伝導  
Superconductivity in Ca-intercalated Bilayer Graphene
- 10:20-10:40 小塚 裕介 工学系研究科・物理工学専攻・特任講師 (川崎研究室)  
O-03 ZnO 二次元電子系-超伝導接合  
ZnO two-dimensional electron system-superconductor junctions

10:40-11:00 休 憩

### セッション 2 座長: 岡本 徹 (理学系研究科・物理学専攻)

- 11:00-11:20 大川 達也 工学系研究科・物理工学専攻・M1 (十倉研究室)  
O-04 強相関ディラック電子系  $\text{SrIrO}_3$  における異常磁気伝導  
Anomalous magnetic conductance in correlated Dirac electron systems  $\text{SrIrO}_3$
- 11:20-11:40 末次 祥大 理学系研究科・物理学専攻・M1 (高木・北川研究室)  
O-05 3 次元 Dirac 電子系アンチペロブスカイト酸化物における磁気輸送現象  
Magnetotransport properties in three-dimensional Dirac-electron anti-perovskite oxides
- 11:40-12:00 島崎 佑也 工学系研究科・物理工学専攻・D3 (樽茶研究室)  
O-06 二層グラフェンにおける空間反転対称性の電氣的制御によるバレーホール効果  
Valley Hall effect in bilayer graphene with electrically broken inversion symmetry
- 12:00-12:20 金木 俊樹 工学系研究科・電気系工学専攻・D1 (田中研究室)  
O-07 強磁性半導体 GaMnAs を用いた縦型スピン電界効果トランジスタのスピン依存伝導特性  
Spin-dependent transport properties of a GaMnAs-based vertical spin metal-oxide-semiconductor field-effect transistors

12:20-13:20

昼 食

13:20-15:20 **ポスターセッション**

於：武田ホール・ホワイエ

13:20-14:20 偶数番号

14:20-15:20 奇数番号

※ポスターは9時から貼れます。懇談会終了時に撤去下さい。

**セッション3**

座長：田中 雅明(工学系研究科・電気系工学専攻)

- 15:30-15:50 中村 顕 農学生命科学研究科・応用生命化学専攻・特任助教（食品生物構造学研究室）  
O-08 高磁場・強磁気力環境中でのタンパク質結晶成長  
Protein crystal growth in a high magnetic field and strong magnetic force environment
- 15:50-16:10 Szymon Chorazy 理学系研究科・化学専攻・特任助教（大越研究室）  
O-09 Polycyanidometallates in the construction of low dimensional coordination systems revealing Single-Molecule Magnet behaviour
- 16:10-16:30 浦井 瑞紀 工学系研究科・物理工学専攻・M2（鹿野田研究室）  
O-10 有機伝導体の金属絶縁体転移における電子相関と乱れの協奏効果  
Cooperative interplay between electron correlation and disorder in metal-insulator transition of organic conductors
- 16:30-16:50 鎌田 雅博 理学系研究科・物理学専攻・D2（福山研究室）  
O-11 2次元ヘリウム3の新奇な量子状態  
Novel Quantum Phases of  $^3\text{He}$  in Two Dimensions

16:50-17:05

休 憩

- 17:05-17:40 **特別講演** 座長：島野 亮（低温センター・研究開発部門）  
蓑輪 眞 理学系研究科・物理学専攻・教授  
素粒子物理学実験と低温物理

17:40- 閉会の挨拶 島野 亮（低温センター・研究開発部門）

18:00-20:00 **利用者懇談会**

於 武田ホール・ホワイエ

※参加費：2,000円（講演会に参加した学生は無料）

19:30- ベストプレゼンテーション・アワード、ベストポスター・アワード授賞式

## ポスターセッション (13:20-15:20)

- P-01 松尾 貞茂 工学系研究科・物理工学専攻・助教 (樽茶・山本研究室)  
Conductance reduction of plateaus on InAs quantum wire caused by magnetic field
- P-02 中山 和貴 理学系研究科・物理学専攻・D3 (福山研究室)  
金属型単層・二層カーボンナノチューブの低温電気伝導特性  
Low Temperature Transport Properties of Metallic Single- and double-walled Carbon Nanotubes
- P-03 藤田 貴啓 工学系研究科・物理工学専攻・D1 (川崎研究室)  
パイロクロア型 Ir 酸化物薄膜・ヘテロ界面における磁気輸送特性  
Magnetotransport in Pyrochlore Iridate Thin Films and Heterostructures
- P-04 村川 智 低温センター・研究開発部門・准教授  
ナノポアアレイを用いた超流動ヘリウム4の流れの研究  
Study for the flow of superfluid helium four using nanopore array
- P-05 伊藤 匠 工学系研究科・物理工学専攻・M2 (樽茶・山本研究室)  
高速複数電荷計を用いた多重量子ドット電荷状態の観測  
Simultaneous measurement of quintuple quantum dots with 2 charge sensors
- P-06 高山 正行 理学系研究科・物理学専攻・M2 (島野研究室)  
バルク GaAs における励起子モット転移と電子正孔異常金属相  
Exciton Mott transition and the correlated metal phase emergent in a bulk GaAs
- P-07 黒山 和幸 工学系研究科・物理工学専攻・M2 (樽茶・山本研究室)  
光子偏光-電子スピン量子もつれ相関の生成に向けた光子-電子の同時検出実験  
Simultaneous detection of a photon and an electron towards quantum entanglement generation between a photon polarization and an electron spin
- P-08 室谷 悠太 理学系研究科・物理学専攻・M1 (島野研究室)  
光ポンプ・光プローブ分光による励起子共鳴励起下のバルク GaAs におけるモット転移の観測  
Exciton Mott transition in bulk GaAs under resonant excitation of excitons studied by optical-pump optical-probe spectroscopy
- P-09 石井 友章 工学系研究科・電気系工学専攻・D1 (田中・大矢研究室)  
Electronic structure near the Fermi level in the ferromagnetic semiconductor GaMnAs studied by ultrafast time-resolved light-induced reflectivity
- P-10 梅田 喜一 理学系研究科・化学専攻・D3 (大越研究室)  
光誘起強磁性を示す Cu-Mo 錯体の結晶構造とおよび第一原理計算  
Crystal structure and first-principles calculations of a photomagnetic Cu-Mo bimetallic assembly
- P-11 Le Duc Anh 工学系研究科・電気系工学専攻・D3 (田中・大矢研究室)  
Observation of spontaneous spin-splitting in the band structure of n-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As
- P-12 富田 圭祐 理学系研究科・物理学専攻・M2 (島野研究室)  
マルチバンド超伝導体 MgB<sub>2</sub> におけるテラヘルツ第3高調波の観測  
Observation of terahertz third-harmonic generation in a multiband superconductor MgB<sub>2</sub>

- P-13 鈴木 悠司 工学系研究科・物理工学専攻・M1（鹿野田研究室）  
ドーピングされた擬二次元系有機導体 $\kappa$ -(ET)<sub>4</sub>Hg<sub>2.89</sub>Br<sub>8</sub> の圧力下輸送特性  
Charge transport in the organic doped spin-liquid candidate,  $\kappa$ -(ET)<sub>4</sub>Hg<sub>2.89</sub>Br<sub>8</sub>, under Pressure
- P-14 泊 開人 理学系研究科・物理学専攻・M1（島野研究室）  
光励起非平衡状態の La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> における c 軸ジョセフソンプラズマの観測  
Non-equilibrium dynamics study of c-axis Josephson plasma resonance in photo-excited La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>
- P-15 市原 義悠 工学系研究科・応用化学専攻・M1（岸尾研究室）  
CrPn 層を持つ層状複合アニオン化合物の探索と物性制御  
Exploration of new layered compounds with CrPn layer and control of its physical properties
- P-16 藤井 武則 低温センター・研究開発部門・助教  
鉄系超伝導体における熱起電力の面内異方性  
In-plane Anisotropy of Thermopower in Iron Arsenide
- P-17 林 功輔 工学系研究科・応用化学専攻・M1（岸尾研究室）  
1111 相鉄系超伝導体の高性能化  
Development of high performance 1111-type iron-based superconductor
- P-18 斎藤 優 工学系研究科・物理工学専攻・D1（岩佐研究室）  
2次元物質における電界誘起超伝導  
Field-induced superconductivity in two-dimensional materials
- P-19 山本 彬依 工学系研究科・電気系工学専攻・M2（田中・大矢研究室）  
Temperature dependence of the electromotive force in the topological crystalline insulator SnTe induced by spin pumping
- P-20 福居 直哉 理学系研究科・物理学専攻・D3（長谷川研究室）  
原子ステップをもつトポロジカル絶縁体の in situ 輸送特性観測  
In situ Measurements of Transport Properties in Topological Insulators with Atomic Steps
- P-21 寺田 博 工学系研究科・電気系工学専攻・D2（田中・大矢研究室）  
縦型スピン電気二重層トランジスタ  
Vertical spin electric double layer transistor
- P-22 湯本 郷 理学系研究科・物理学専攻・D2（島野研究室）  
単層グラフェンにおけるランダウ準位の超高速非線形テラヘルツ応答  
Ultrafast nonlinear terahertz response of Landau levels in monolayer graphene
- P-23 大羽 健太 工学系研究科・物理工学専攻・M2（川崎研究室）  
ツイストした三角格子層からなる新層状酸化物薄膜の作製  
New Layered Oxide Film Composed of Twisted Triangular-Lattice Layers
- P-24 佐藤 秀樹 理学系研究科・物理学専攻・M2（福山研究室）  
グラファイト表面における量子ホール端状態と磁場中ジグザグ端状態の STS 観測  
STS Observations of the Zigzag Edge States and Quantum Hall Edge States at Graphite Surfaces

- P-25 櫻井 駿也 薬学系研究科・薬科学専攻・M2（蛋白構造生物学教室）  
Roquin-2 とステムループ RNA 複合体の X 線結晶構造解析  
X-ray crystal structure analysis of Roquin-2 and its complex with stem-loop RNA
- P-26 大橋 開智 工学系研究科・電気系工学専攻・M2（関野研究室）  
センチネルリンパ節の探索に用いる永久磁石型磁気プローブの開発及びリンパ節内の  
磁気ナノ粒子量の測定  
Development of magnetic probes with a permanent magnet for sentinel lymph node detection and  
quantification of magnetic nanoparticles in lymph nodes
- P-27 中嶋 優 薬学系研究科・薬科学専攻・D1（天然物化学教室）  
糸状菌由来新規多機能型非ヘム鉄ジオキシゲナーゼの X 線結晶構造解析  
Crystal Analysis of AusE, a Dioxygenase Constructing a Complex Structure of Austinol.
- P-28 柿本 望 農学系研究科・応用生命化学専攻・D3（有機化学研究室）  
クラビゲリン類の不斉合成と絶対立体配置の決定  
Asymmetric syntheses of Clavigerins and determination of absolute configuration
- P-29 水村 拓也 薬学系研究科・薬科学専攻・D2（生命物理化学教室）  
脂質による GPCR の活性制御機構の解明  
Elucidation of the signal regulation mechanism of GPCRs under physiological lipid bilayer environments
- P-30 山本 将起 農学系研究科・応用生命化学専攻・D3（有機化学研究室）  
Glabramycin B 及び類縁体の合成と構造訂正  
Synthesis and structural revision of Glabramycin B and analog
- P-31 山原 弘靖 工学系研究科・バイオエンジニアリング専攻・特任研究員（田畑研究室）  
Co-Si 置換希土類鉄ガーネット薄膜におけるクラスタースタート状態とメモリ効果  
Cluster glass state and memory effect in Co-Si cosubstituted rare-earth iron garnet thin films
- P-32 中林 耕二 理学系研究科・化学専攻・助教（大越研究室）  
層状シアノ架橋型金属集積体の熱安定性と磁気物性  
Thermal stability and magnetic property of a layered cyanide-bridged metal assembly
- P-33 若林 勇希 工学系研究科・電気系工学専攻・D2（田中・大矢研究室）  
IV 族強磁性半導体 GeFe における局所的な室温強磁性の発見とナノスケールでの強磁性秩序の成長  
Room-temperature local ferromagnetism and its nanoscale domain growth in the ferromagnetic  
semiconductor  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$
- P-34 井元 健太 理学系研究科・化学専攻・特任助教（大越研究室）  
光スピנקロスオーバー強磁性を示す 2 段階転移 FeNb オクタシアノ金属錯体の構築  
Photo-induced spin-crossover magnetization with two-step transition behavior in an Fe-Nb  
cyanido-bridged bimetallic assembly
- P-35 芦原 渉 工学系研究科・電気系工学専攻・M2（田中・大矢研究室）  
半導体からのキャリア注入による強磁性量子井戸におけるトンネルキャリアのスピンの分極率の変調  
Modulation of the Spin Polarization of Tunneling Carriers in a Ferromagnetic Quantum Well by Injecting  
Carriers from a Semiconductor

- P-36 太田 進也 工学系研究科・物理工学専攻・M1（千葉研究室）  
フレキシブル基板上に製膜した垂直磁化膜の磁気異方性の機械的制御  
Mechanical control of magnetic easy axis in perpendicularly magnetized films deposited on a flexible substrate
- P-37 岡本 浩平 工学系研究科・電気系工学専攻・B4（田中・大矢研究室）  
IV 族強磁性半導体  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$ , MgO, Fe 三層構造におけるトンネル磁気抵抗効果の観測  
Observation of tunneling magnetoresistance in trilayer structures composed of group-IV ferromagnetic semiconductor  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$ , MgO, and Fe
- P-38 枘富 龍一 理学系研究科・物理学専攻・助教（岡本研究室）  
Adsorbate-induced quantum Hall system probed by scanning tunneling spectroscopy combined with transport measurements
- P-39 真藤 達也 工学系研究科・電気系工学専攻・M1（田中・大矢研究室）  
 $\text{LaMnO}_3$  バリアを用いた  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  ベースの磁気トンネル接合におけるスピン依存トンネル特性  
Spin-dependent tunneling in  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ -based magnetic tunnel junctions with an  $\text{LaMnO}_3$  barrier
- P-40 鈴木 温 理学系研究科・化学専攻・D3（長谷川研究室）  
ソフト化学的 Li 挿入によるアナターゼ型 TaON へのキャリアドーピング  
Carrier doping to anatase TaON by soft chemical Li insertion
- P-41 大内 祐貴 工学系研究科・物理工学専攻・D1（川崎研究室）  
強磁性 Ru 酸化物ヘテロ構造におけるトポロジカルホール効果  
Topological Hall effect in ferromagnetic Ru-oxide heterostructures
- P-42 平井 孝昌 工学系研究科・物理工学専攻・M1（千葉研究室）  
電気二重層構造を用いたコバルト薄膜の磁性の電界制御  
Electric field modulation of magnetism in cobalt film with electric double layer
- P-43 入松川 知也 工学系研究科・原子力国際専攻・D1（高橋研究室）  
超伝導転移端センサによる  $\gamma$ 線超精密分光  
Superconducting Transition Edge Sensor for high resolution gamma ray spectroscopy
- P-44 中村 祥子 低温センター・研究開発部門・特任助教  
液体窒素使用時における各種手袋の性能評価  
Appropriate Gloves for Handling Liquid Nitrogen
- P-45 寺岡 総一郎 低温センター・液化供給部門・技術職員  
ドライかウェットか？ —低温センターの TSCP 活動—  
Dry or Wet? TSCP activities of Cryogenic Research Center
- P-46 戸田 亮 低温センター・共同利用部門・技術職員  
低温センター共同利用部門紹介  
Introduction to Joint-use Division of Cryogenic Research Center
- P-47 志村 芽衣 低温センター・液化供給部門・技術職員  
本郷地区キャンパスでの寒剤使用時のお願い  
A Request when using cryogenics in the Hongo Campus



研究交流会組織委員

島野 亮	低温センター・研究開発部門	教授(委員長)
村川 智	低温センター・研究開発部門	准教授
岩佐 義宏	工学系研究科・附属量子相エレクトロニクス研究センター	教授
田中 雅明	工学系研究科・電気系工学専攻	教授
岡本 徹	理学系研究科・物理学専攻	准教授
大越 慎一	理学系研究科・化学専攻	教授
清水 敏之	薬学系研究科・薬学専攻	教授



## 口頭発表

# O-01 122型鉄系超伝導体におけるスプレイド柱状欠陥による 磁束量子のピン止め

## Flux pinning in 122-type iron-based superconductors with splayed columnar defects

Akiyoshi Park<sup>A</sup>, Sunseng Pyon<sup>A</sup>, Tamegai Tsuyoshi<sup>A</sup>, Tadashi Kambara<sup>B</sup>

<sup>A</sup>Dept. of Applied Physics, The University of Tokyo, <sup>B</sup>Nishina Center, RIKEN

Stabilization of flux lines, often referred to as *pinning*, by material defects is the key in establishing the superconductor's maximum dissipation-less electrical current density, a fundamental issue of technological interest. Parallel columnar tracks of defects artificially engineered into the superconductor via swift heavy-ion irradiation effectively localize flux lines to columnar defects, forming a *Bose glass phase* in which a substantial increase in the critical current density ( $J_c$ ) has been observed [1]. Moreover, it has been proposed that the  $J_c$  could be further increased through dispersing the angle of the columnar defects, giving rise to the *splayed glass phase* [2, 3]. For the case of Bose glass phase in which columnar tracks are parallel, thermal activation may prompt a segment of the flux line to extend to a neighboring defect, allowing the rest of the flux to relocate itself without any expenditure of energy, ultimately leading to hopping (Fig. 1(a)). However, for the case of splayed columnar defects, the variable inter-defect distance makes relocation of vortex through thermal activation energetically unfavorable, thereby strongly suppressing vortex motion (Fig. 1(b)). More importantly, the splayed defects may promote entanglement of vortices at the intersection of the columnar tracks, additionally enhancing  $J_c$  (Fig. 1(c)).

Here, we report the enhancement in the  $J_c$  of  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  ( $x = 0.40$ ) crystals irradiated with 2.6 GeV  $^{238}\text{U}$  ions in a splayed configuration, surpassing the  $J_c$  of those irradiated in a parallel manner. Specifically at 2 K under self-field, the  $J_c$  of those with a splay angle of  $\pm 5^\circ$  exhibits a value of 17.7  $\text{MA}/\text{cm}^2$ , 11% greater than the  $J_c$  of those with parallel tracks, while for splay angles of  $\pm 10^\circ$ ,  $\pm 15^\circ$ ,  $\pm 20^\circ$  a steady decrease in  $J_c$  along with increasing splay angle is observed, indicating promotion of flux motion (Fig. 1(d)). Through this presentation, we will delve further into the possible pinning mechanism taking place at differing splay configurations.

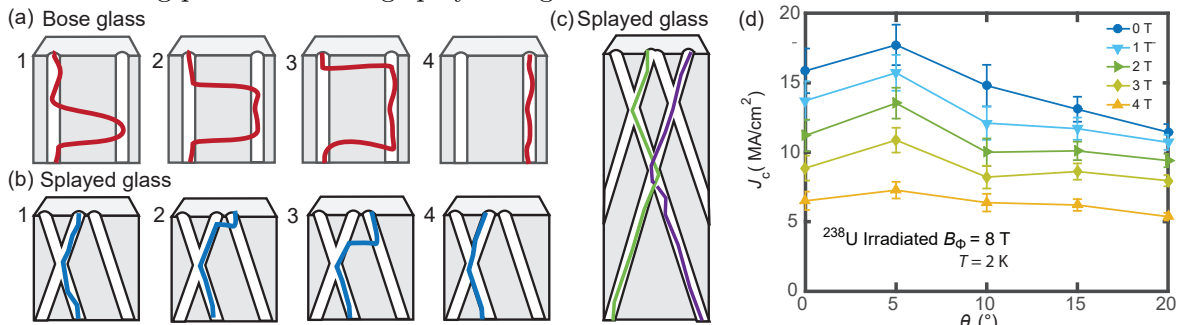


Figure 1. (a) Time evolution of thermally activated vortex hopping scheme in a Bose glass phase and for the case in a (b) splayed glass phase. (c) Representation of flux entanglement at defect intersections. (d) Splay angle dependence of  $J_c$  at 2 K under different fields.

[1] D. Nelson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2398 (1992).

[2] T. Hwa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3545 (1993).

[3] L. Krusin-Elbaum *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 2563 (1996).

## O-02

# Ca-インターカレートした2層グラフェンにおける超伝導 Superconductivity in Ca-Intercalated Bilayer Graphene

東大理、東北大 WPI-AIMR<sup>A</sup>、東北大院理<sup>B</sup>  
一ノ倉聖、菅原克明<sup>A</sup>、高山あかり、高橋隆<sup>AB</sup>、長谷川修司

アルカリ(土類)元素をインターカレートしたグラファイトは、炭素系超伝導体として長い研究の歴史を持ち、最近ではグラフェンにおいても元素ドーピングによる超伝導化が盛んに研究されるようになった。いくつかの反磁性やエネルギーギャップの報告があるが、「グラフェン超伝導」の確かな証拠、ゼロ抵抗状態は観測されていない。また、超伝導の発現機構に関して諸説あり、統一的理解は得られていない。一方で、2層グラフェンの層間化合物(BLGIC)に関してはSTM、ARPES<sup>1</sup>、第一原理計算が行われている。これまでLi, Ca, Rb層間化合物が合成され、特にCaによる超伝導の発現が期待されているが、5K以下の実験はまだ行われていない。本研究では2層グラフェンに超高真空中でLi, Caをインターカレートし、in situ低温電気伝導測定を行った。

グラフェンはSiC(0001)面上に脱離法によって作製し、ARPESによるバンド分散の測定から2層と同定した。大気中を輸送した後、RHEED - 電気伝導測定チャンバー内でアニールによって表面を清浄化した。Liを室温蒸着すると図1のようにグラフェン層間にLi原子がインターカレートし、 $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ の周期でオーダーする(Li-BLG)。さらに、Li-BLGを150°Cに加熱しながらCaを蒸着するとLiとCaが置換し、Caがインターカレートする(Ca-BLG)。RHEEDによって $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ 回折スポットを観察し、BLGICの作製を確認した。これらの試料にin situ電気伝導測定を行った結果を図2に示す。Li-BLGが弱局所的な傾向を示した一方、Ca-BLGは約2Kで超伝導転移を示した<sup>2</sup>。この結果はARPES測定<sup>1</sup>、第一原理計算による予測<sup>2</sup>と一致する。講演では超伝導発現機構について議論する。

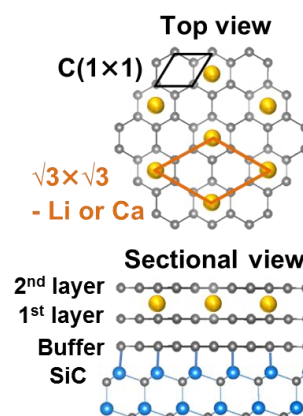


図 1. BLGIC の結晶構造.

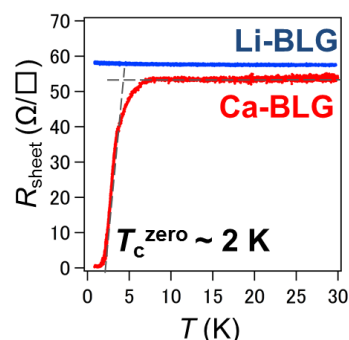


図 2. Li, Ca-GIC の面抵抗.

[1] K. Kanetani, *et al.* PNAS **109**, 19610 (2012).

[2] S. Ichinokura *et al.* ACS Nano, DOI: 10.1021/acsnano.5b07848

## ZnO 二次元電子系-超伝導接合

### ZnO two-dimensional electron system-superconductor junctions

工学系研究科・物理工学専攻・川崎研究室  
 小塚裕介、阪口敦史、Aswin V、Joseph Falson、  
 Denis Maryenko、打田正輝、塚崎敦、川崎雅司

固体中の電子が示す巨視的な量子現象の代表的なものとして、「超伝導」と「量子ホール効果」が挙げられる。超伝導状態では2つの電子がペア（クーパー対）を組むことで伝導電子が1つの量子状態をとり、電気抵抗がゼロになる。一方、量子ホール効果は極めて電子散乱の少ない半導体中に二次元的に閉じ込められた電子が低温・強磁場中で示す現象で、二次元面の電子は局在し、端のみを流れる一次元の非散逸伝導が特徴である。この二つの現象は共通して巨視的な量子状態による非散逸伝導を示すため、これらが相互作用する界面は非常に興味深い物理系である（図1(a)）。しかしながら、従来の半導体はNbなど典型的な超伝導体との間にエネルギー障壁を形成しやすく、このような研究は限定的であった。

本研究では、我々の研究グループで極めて高品質な薄膜が成長可能[1]なZnOの二次元電子系を用いて、NbTi（超伝導体）との接合を形成し、希釈冷凍機中の低温・強磁場下で量子ホール/超伝導界面の電気特性を測定した。二次元電子にスピン偏極がなく超伝導電子が完全に注入されるときは界面伝導度が2倍になり、二次元電子が完全スピン偏極しており注入されないときは0になるため、クーパー対の透過性を見積もることができる。

図1(b)に示すようにZnO二次元電子系は明瞭な量子ホール効果を示した。量子ホール効果はフィリングファクター $\nu = nh/eB$  ( $n$ :電子濃度、 $h$ :プランク定数、 $e$ :電気素量、 $B$ :磁束密度)で表され、 $\nu$ が整数のとき量子化準位がちょうど整数個占有される。図1(c)-1(e)に $\nu=1, 2, 3$ にそれぞれ対応する界面伝導度の接合電圧依存性を示した。どの $\nu$ においても $\pm 2\text{mV}$ スケールでは界面伝導度は緩やかに上に凸であり、クーパー対がある程度注入されていると考えられる。加えて $0\text{mV}$ 付近では鋭い窪みが観測された。この結果は、二次元面内に局在した電子と端を流れる電子の2つの寄与が異なるエネルギースケールで足し合わされていると推測される。特に、 $0\text{mV}$ 付近の界面伝導度の窪みは端状態に対応すると考えられ、クーパー対が一次元の端状態には注入されにくい特徴があることを示唆している。

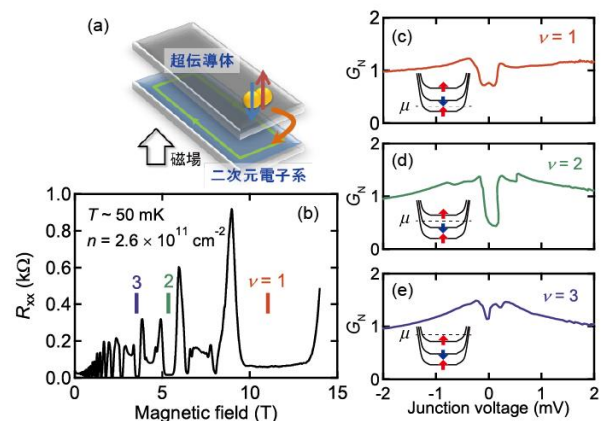


図1. (a)二次元電子系-超伝導接合の概念図。(b)ZnO 二次元電子系の磁気抵抗。(c)-(e) $\nu=1, 2, 3$ に対応する磁場における、接合の界面伝導度の接合電圧依存性。挿入図は二次元電子の量子化準位と化学ポテンシャル( $\mu$ )の位置関係。

[1] J. Falson, Y. Kozuka, J. H. Smet, T. Arima, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **107**, 082102 (2015).

## O-04

# 強相関ディラック電子系 SrIrO<sub>3</sub> における異常磁気伝導 Anomalous magnetic conductance in correlated Dirac electron systems SrIrO<sub>3</sub>

工学系研究科 物理工学専攻 十倉/藤岡研究室  
大川 達也、藤岡 淳、山本 文子、十倉 好紀

近年、固体におけるトポロジカル量子状態について強い関心が持たれている。3次元ディラック半金属はバルク中にディラック電子が生じるトポロジカル半金属の典型の一つであり、磁場に比例した巨大磁気抵抗などの興味深い電子物性を示すことが知られている。この状態はこれまでのところ Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> や Na<sub>3</sub>Bi 等、電子相関が弱い半導体や金属を中心に見出されている。一方で最近、強相関電子系であるペロブスカイト型 SrIrO<sub>3</sub> で電子相関とスピン軌道相互作用の協奏によっても生じる可能性が角度分解光電子分光(ARPES)や理論計算から提唱されている [1,2]。しかし、この強相関ディラック状態が示す磁気輸送特性や電荷ダイナミクスはこれまでにあまり知られていない。

本研究では SrIrO<sub>3</sub> において磁気抵抗、ホール抵抗、光学伝導度の測定を行い、強相関ディラック電子の電荷ダイナミクスと磁場下での電荷輸送現象を明らかにすることを目的とした。図1が得られた光学伝導度スペクトルである。室温においてはインコヒーレントな金属状態である一方で、低温においては低エネルギーのスペクトル強度が減少し、ギャップが開きかける特徴が見られる。これらの特徴は SrIrO<sub>3</sub> が Mott 転移近傍の状態であることを示している。

また、低温で図2に示されるような磁場に比例する磁気抵抗が観測され、電流と磁場が垂直な配置の横磁気抵抗に平行な配置である縦磁気抵抗が匹敵する大きさであることが判明した。

常磁性体における磁気抵抗効果は磁場によるサイクロトロン運動が主な原因として考えられるが、縦磁気抵抗においてはその影響が現れないため通常の物質では縦磁気抵抗は横磁気抵抗に比して小さいという点を考えると異常な伝導特性である。

SrIrO<sub>3</sub> においては磁場を結晶の c 軸に平行に磁場を印加することによってギャップを開けることが提唱されており[3]、本発表では以上の結果とこの理論の関連性について紹介する。

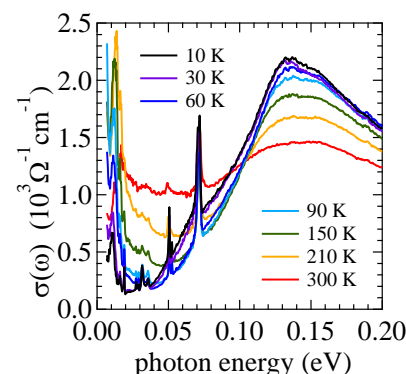


図1: 各温度での光学伝導度

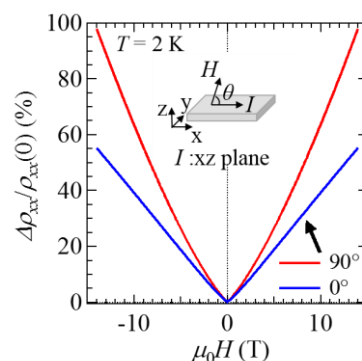


図2: 低温での磁気抵抗率

[1] Y. F. Nie, et al., Phys. Rev. Lett. 114, 016401 (2015)

[2] J.-M. Carter, et al., Phys. Rev. B 85, 115105 (2012)

[3] Y. Chen et al., Nat. Comm. 6, 6593 (2015)

## O-05

# 3次元 Dirac 電子系アンチペロブスカイト酸化物 における磁気輸送現象

## Magnetotransport properties in three-dimensional Dirac-electron anti-perovskite oxides

東大理<sup>A</sup>, マックス・プランク研究所<sup>B</sup>,

末次 祥大<sup>A</sup>, 葉山 慶平<sup>A</sup>, A. W. Rost<sup>B</sup>, C. Muhle<sup>B</sup>, J. Nuss<sup>B</sup>, 高木 英典<sup>A,B</sup>

エネルギーバンドが線形となる固体中の Dirac 電子系はグラフェン[1]やトポロジカル絶縁体[2]の発見以来、従来の物質にはない新しい物性探索の舞台として注目を集めている。例えば、Landau 準位にゼロモードが生じることによる異常な量子ホール効果[3]や磁気抵抗が磁場に対して線形になる線形磁気抵抗効果[4]が現れることが知られている。また、非常に軽い有効質量のため全ての伝導に関わる電子が最低の Landau 準位に入る量子極限への到達が比較的容易であり、低キャリア Dirac 電子系は量子極限の物理を解明する絶好の舞台となる。

アンチペロブスカイト酸化物  $A_3EO$  ( $A=Ca, Sr, Ba$ ;  $E=Sn, Pb$ ) はバンド計算により 3次元 Dirac 電子系となると予言されており[5]、Dirac 電子以外の Fermi 面が存在せず、元素の置換による Dirac mass や磁性などのパラメータの変更による系統的な研究が可能であるなど 3次元 Dirac 電子系の物性探索の格好の舞台となっている。

発表では  $Sr_3PbO$  の輸送測定における巨大線形磁気抵抗効果(図 1)や SdH 振動から推定される有効質量が非常に軽いこと(図 2)などの Dirac 電子系を特徴付ける結果について議論する予定である。

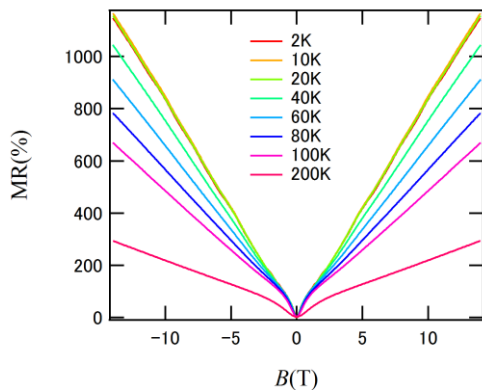


図 1:  $Sr_3PbO$  の巨大線形磁気抵抗効果

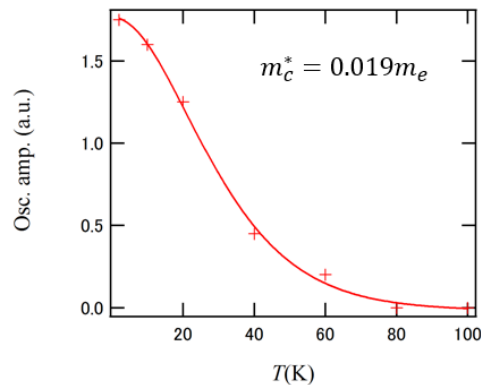


図 2:  $Sr_3PbO$  の SdH 振動における有効質量

- 
- [1]K. S. Novoselov et al., Science **306**, (2004) 666
  - [2]D. Hsieh et al., Nature **452**, (2008) 970
  - [3]Y. Zhang et al., Nature Phys. **438**, (2005) 201
  - [4]A. A. Abrikosov, Phys. Rev. B **58** (1998) 2788-2794
  - [5]T. Kariyado and M. Ogata, J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 083704.



## O-06

# 二層グラフェンにおける空間反転対称性の電氣的制御によるバレーホール効果

## Valley Hall effect in bilayer graphene with electrically broken inversion symmetry

工学系研究科 物理工学専攻 樽茶・山本研究室

島崎佑也, 山本倫久, Ivan V. Borzenets, 渡邊賢治, 谷口尚, 樽茶清悟

特定の結晶のバンド構造の中にはエネルギー的に縮退したバレーと呼ばれる複数の構造が存在する。このバレーの占有自由度を情報担体として用いるバレートロンクスが新しく提唱されている。グラフェンや遷移金属ダイカルコゲナイドなどのハニカム格子系においては異なる擬スピン構造を有する2つのバレー $K, K'$ が存在している。これらの系において空間反転対称性を破ると、バレーに依存したベリー曲率によるバレーホール効果が生じる[1]。バレーホール効果を用いることで純バレー流を生成することができる。一方で逆効果も存在し、これを用いることで純バレー流を電氣的に検出することができる。

バレーホール効果は単層  $\text{MoS}_2$  や単層グラフェン/h-BN 超格子といった構造的に空間対称性の破れた系において報告がなされたばかりである[2, 3]。一方で我々は二層グラフェンを用いたアプローチを試みてきた[4]。二層グラフェンは面直電場を印加することで空間反転対称性を破ることができる制御性の高い系である。さらにバンドギャップを電場により制御できることから、より詳細な調査が可能である。

面直電場とキャリア密度を独立に制御するため、我々はデュアルゲート構造の二層グラフェンを用いた。バレーホール効果の検出方法として非局所抵抗測定を用いた(図1)。図1の左側においてはバレーホール効果により純バレー流が生成され、右側において逆バレーホール効果により純バレー流を電位差として検出している。電荷中性点近傍において面直電場を印加していくと古典的な電流の拡散の寄与と比較して遥かに大きい非局所抵抗が現れることが確認された。電荷中性点における局所抵抗率  $\rho$  と非局所抵抗  $R_{NL}$  の面直電場依存性、温度依存性を比較すると特徴的なスケーリング関係  $R_{NL} \propto \rho^3$  が観測された。このことは非局所輸送がバレーホール効果に起因したバレー流により担われていることを示唆している[3, 5]。また別のグループからも同様の報告がなされている[6]。

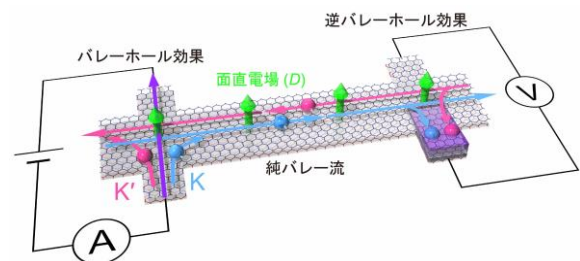


図1. 純バレー流を介した非局所輸送

[1] D. Xiao, et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 236809 (2007)

[2] K. F. Mak, et al., Science **344**, 1489–1492 (2014)

[3] R. V. Gorbachev, et al., Science **346**, 448–451 (2014)

[4] Y. Shimazaki, et al., Nature Physics **11**, 1032 (2015)

[5] M. Yamamoto, et al., J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 121006 (2015)

[6] M. Sui, et al., Nature Physics **11**, 1027 (2015)

## O-07

# 強磁性半導体 GaMnAs を用いた縦型スピン電界効果トランジスタの スピン依存伝導特性

## Spin-dependent transport properties of a GaMnAs-based vertical spin metal-oxide-semiconductor field-effect transistor

工学系研究科 電気系工学専攻 田中研究室

金木俊樹、浅原弘勝、大矢忍、田中雅明

A spin metal-oxide-semiconductor field-effect transistor (spin MOSFET [1]), with ferromagnetic source/drain, has been studied as one of the most promising devices for the post CMOS technology. Previously, lateral-structure spin MOSFETs, whose source/drain are MnAs [2] and Fe/MgO [3], were fabricated. However, their magnetoresistance (MR) ratios are too small ( $< 0.1\%$ ) to be put into practical use. Here, we fabricated a GaMnAs-based vertical spin-MOSFET structure, as shown in Fig. 1(a), in order to obtain better performance. GaMnAs is used as the ferromagnetic source/drain material, because we can form high-quality GaMnAs/III-V/GaMnAs heterostructures which show high MR ratios [4-6]. By applying a gate-electric field to the sidewall, the spin-MOSFET operation is possible.

We grew a magnetic tunnel junction composed of  $\text{Ga}_{0.93}\text{Mn}_{0.07}\text{As}$  (20 nm) / GaAs (9 nm) /  $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$  (20 nm) / GaAs:Be (50 nm) on  $p^+\text{GaAs}$  (001) by low-temperature molecular beam epitaxy. Columnar mesas with 200  $\mu\text{m}$  in diameter were formed by standard photolithography and chemical wet etching. Then, 27-nm-thick  $\text{AlO}_x$  was stacked by atomic layer deposition at a substrate temperature of 150  $^\circ\text{C}$ . After contact holes were opened, electrodes were defined followed by evaporating Au. As shown in the schematic device structure (Fig. 1(a)), the upper (lower) GaMnAs layer is the drain (source), the intermediate GaAs layer is the channel, and the sidewall  $\text{AlO}_x/\text{Au}$  is the gate. Drain-source current ( $I_{\text{DS}}$ ) vs. drain-source voltage ( $V_{\text{DS}}$ ) characteristics were measured with various gate-source voltages ( $V_{\text{GS}}$ ) in the parallel and antiparallel magnetization configurations at 3.5 K. A nonlinear  $I_{\text{DS}} - V_{\text{DS}}$  characteristic was observed at  $V_{\text{GS}} = 0$  V (Fig. 1(b)), which suggests direct tunneling from the source to the drain. Clear tunneling magnetoresistance (TMR ratio 60 %) was observed between the source/drain electrodes. Figure 1(c) shows  $I_{\text{DS}} - V_{\text{DS}}$  characteristics at different  $V_{\text{GS}}$  (+10.8V, -10.8V) with parallel and antiparallel magnetization. The  $I_{\text{DS}} - V_{\text{DS}}$  characteristics are modulated both by  $V_{\text{GS}}$  and by magnetization configuration, which means that the spin-MOSFET operation is realized in the GaMnAs-based vertical spin-MOSFET structure [7].

The authors would like to thank Dr. Chiba and Dr. Koyama for useful advice, and Dr. Takagi and Dr. Takenaka for the gate-stacking process. This work was partly supported by Grant-in-Aids for Scientific Research, Project for Developing Innovation Systems of MEXT, and MERIT.

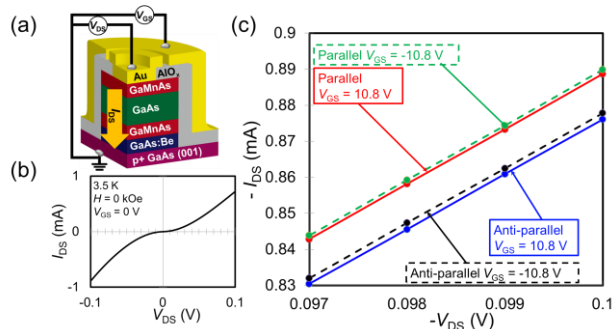


Figure 1(a) Schematic illustration of the device structure. The actual device has a cylindrical shape. (b) Drain-source current  $I_{\text{DS}}$  vs. drain-source voltage  $V_{\text{DS}}$  characteristic at gate-source voltage  $V_{\text{GS}} = 0$ . (c)  $(-I_{\text{DS}})$  vs.  $(-V_{\text{DS}})$  characteristic (the data at  $-V_{\text{DS}} \sim -0.1$  V) at  $V_{\text{GS}}$  of +10.8V and -10.8V with parallel and antiparallel magnetization. All the data were obtained at 3.5 K.

- [1] S. Sugahara and M. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **84**, 2347 (2004). [2] R. Nakane *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **49**, 113001 (2010). [3] T. Sasaki *et al.*, Phys. Rev. Applied. **2**, 034005 (2014). [4] M. Tanaka and Y. Higo, Phys. Rev. Lett. **87**, 026602 (2001). [5] D. Chiba *et al.*, Physica E **21**, 966 (2004). [6] M. Elsen *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 035303 (2006). [7] T. Kanaki *et al.*, Appl. Phys. Lett. **107**, 242401 (2015).

## 高磁場・強磁気力環境中でのタンパク質結晶成長 Protein crystal growth in high magnetic fields and strong magnetic force environment

農学生命科学研究科 応用生命化学専攻 食品生物構造学研究室  
中村 顕、和田 仁、田之倉 優  
国立研究開発法人 物質・材料研究機構  
廣田 憲之

生命現象の担い手であるタンパク質の立体構造と機能との相関を解明し、創薬や酵素の高機能化などに応用することを目的に、X線結晶構造解析によってタンパク質分子の精密な構造モデルを構築するためには、高いX線回折能を有する高品質結晶が必要である。われわれは高磁場環境や強い磁気力による磁気浮揚環境をタンパク質結晶化に適用した研究を行っており、このような実験環境が、高品質タンパク質結晶取得に利用できることを報告してきた[1]。

本研究では、高磁場および強磁気力が作用する環境がタンパク質結晶成長に与える効果について調べた。実験装置としては、低温センター共同利用研究室に設置している強磁気力発生型の超伝導磁石（最大磁場 15.3 T）および、われわれが開発し平成24年度の研究交流会にて紹介した *in situ* 観察システムを具備した同様の超伝導磁石（図1、最大磁場 16.1 T）を用いた。

超伝導磁石の励磁前後において、タンパク質結晶化実験を実施し、その結晶成長の様子をタイムラプス撮影にて記録したところ、高磁場・強磁気力環境では、微結晶の析出が遅れることが分かった（図1）。これは磁気力に起因する結晶化溶液中の対流低減効果によるものと考えられる。また、磁場が大きく磁場勾配が比較的小さな領域（磁場最大）と水滴が磁気浮揚する磁気力が発生している領域（磁気力最大）において同時に結晶化実験を行なったところ、高磁場と磁気力を併用することで、結晶のクラスター化抑制効果が高くなることが示唆された。この他、粘性の高い溶液条件も、高磁場・強磁気力環境におけるタンパク質結晶の品質向上に寄与することが示唆された。

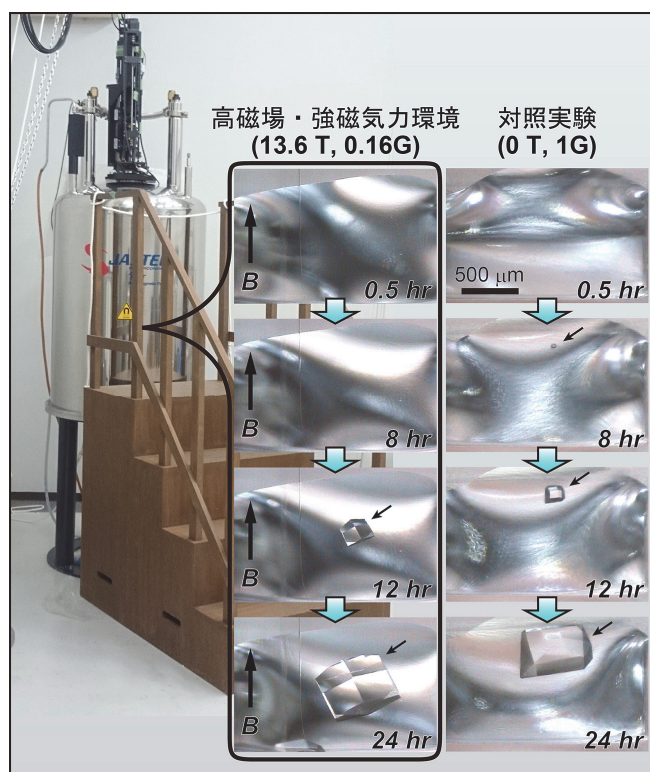


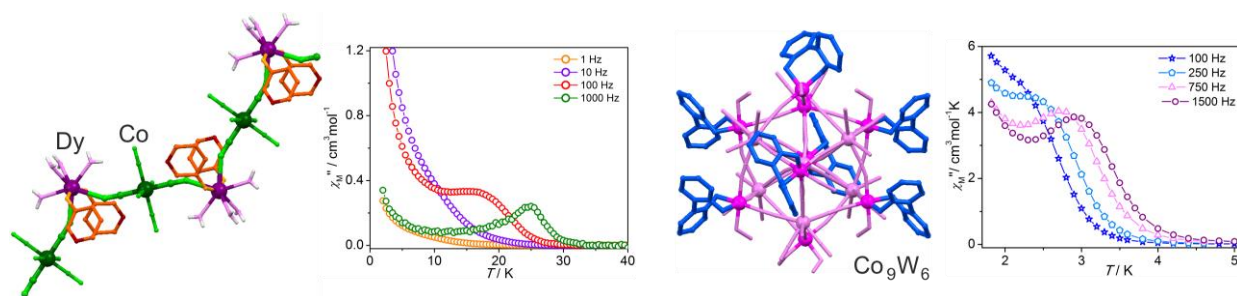
図1. 外部磁場・磁気力の有無による結晶成長の比較.

[1] A. Nakamura, J. Ohtsuka, K. Miyazono, *et al.*, *Cryst. Growth Des.*, **12**, 1141–1150 (2012).

## O-09 Polycyanidometallates in the construction of low dimensional coordination systems revealing Single-Molecule Magnet behaviour

<sup>a</sup> Ohkoshi Lab, Department of Chemistry, School of Science, The University of Tokyo <sup>b</sup> Faculty of Chemistry and Institute of Physics, Jagiellonian University in Krakow  
Szymon Chorazy,<sup>a,b</sup> Anna Hoczek,<sup>b</sup> Bernard Czarnecki,<sup>b</sup> Koji Nakabayashi,<sup>a</sup>  
Michał Rams,<sup>b</sup> Barbara Sieklucka,<sup>b</sup> Robert Podgajny,<sup>b</sup> Shin-ichi Ohkoshi<sup>a</sup>

Bimetallic cyanido-bridged coordination frameworks attract the great attention due to their diverse magnetic functionalities including magnetic ordering, spin transitions, and slow magnetic relaxation.<sup>[1]</sup> They are also efficient in the combination of magnetism with additional physical properties such as ferroelectricity, chirality, luminescence, zero thermal expansion, or photoinduced phase transitions.<sup>[1-3]</sup> The interaction between this added functionality and magnetism results in the extra cross-effects as exemplified by magnetic second harmonic generation (MSHG), light induced spin crossover magnetism, and a 90° switching of the SHG polarization plane in chiral photomagnet.<sup>[4]</sup> A considerable interest is devoted to low dimensional molecular materials called Single-Molecule Magnets (SMMs) which reveal slow relaxation of magnetization due to the energy barrier of spin inversion. Below blocking temperature, SMMs show the magnetic hysteresis of a molecular origin opening their applications in information storage and molecular spintronics.<sup>[5]</sup> SMM behaviour was found in two types of materials: (i) polynuclear clusters built of d-, f-, or mixed d-f metal ions, and (ii) mononuclear complexes formed by selected d- or f-elements. In both cases, the slow magnetic relaxation is caused by the significant magnetic anisotropy of the uniaxial type. We show our latest achievements in the area of cyanido-bridged frameworks with SMM behaviour. We show (i)  $\{\text{Co}^{\text{II}}_9\text{W}^{\text{V}}_6\}$  clusters decorated by odd and even number of bidentate capping ligands inducing the enhancement of energy barrier, and (ii) mononuclear  $\text{Dy}^{\text{III}}$  SMMs embedded into bimetallic cyanido-bridged chains with  $[\text{Co}^{\text{III}}(\text{CN})_6]^{3-}$ . Polycyanidometallates play the important role in the improvement of SMM properties in both materials.



- [1] H. Tokoro and S. Ohkoshi, *Dalton Trans.* **40** 6825 (2011). [2] S. Chorazy, K. Nakabayashi, K. Imoto, J. Mlynarski, B. Sieklucka and S. Ohkoshi, *J. Am. Chem. Soc.* **134** 16151 (2012). [3] S. Chorazy, J. Stanek, W. Nogaś, A. M. Majcher, M. Rams, M. Kozieł, E. Juszyńska, K. Nakabayashi, S. Ohkoshi, B. Sieklucka and R. Podgajny, *J. Am. Chem. Soc.* doi: 10.1021/jacs5b11924 (2016). [4] S. Ohkoshi, S. Takano, K. Imoto, M. Yoshikiyo, A. Namai and H. Tokoro, *Nat. Photon.* **8** 65 (2014). [5] D. Gatteschi and R. Sessoli, *Angew. Chem. Int. Ed.* **42** 268 (2003).

## O-10

# 有機伝導体の金属絶縁体転移における電子相関と乱れの協奏効果 Cooperative interplay between electron correlation and disorder in metal-insulator transition of organic conductors

工学系研究科物理工学専攻鹿野田研究室  
浦井 瑞紀

電子の局在性と遍歴性が系のわずかな変化によって劇的に変化する金属絶縁体転移は、固体物理学の中でも中心的な問題である。特に電子間のクーロン相互作用が本質的な役割を担う強相関電子系におけるモット転移は、その近傍で高温超伝導や量子スピン液体といった多彩な電子状態が実現することが知られている。一方で、結晶中の乱れ(Randomness)の存在下では、電子波の干渉効果に起因する局在現象(アンダーソン局在)が生じることがよく知られている。モット絶縁体が電子の粒子性を強く反映した絶縁化機構であるのに対し、アンダーソン局在は電子の波動性をその起源とする絶縁化機構であり、強い電子相関と乱れの共存する系においては、両者の拮抗によって従来にない非自明な電子状態が実現することが期待される。

有機導体 $\kappa$ -(ET)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Clは、常圧で反強磁性を示すモット絶縁体で、加圧によりモット転移を起こし、圧力下で約40Kに臨界終点を持つ。近年、この物質にX線を照射することによって乱れを系統的に導入することができることが報告されており、X線照射を用いた乱れの導入によって電気抵抗率が大きく減少する[1]、反強磁性秩序が消失する[2]といった電子状態の劇的な変化が生じることがわかってきた。

X線照射された $\kappa$ -(ET)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Clの圧力下におけるモット転移近傍の電子状態を詳細に調べるため、ヘリウムガスを圧力媒体とした圧力制御下の電気抵抗測定を行ったところ、残留抵抗の増大や超伝導転移温度の低下といったよく知られた乱れの効果だけでなく、金属相が安定化し、モット転移の臨界終点が低下するといった大きな変化がみられた。特に注目すべきは臨界終点の低下である。臨界終点の低下は金属と絶縁体が明確に区別できない圧力・温度域が低温まで拡大したことを表す。これはモット転移と同様に対称性を破らない一次転移である気液相転移との対応を考えると、気体と液体の区別できない超臨界流体領域が拡大したことに相当する。今回得られた結果は、こうした金属と絶縁体の間で大きく揺らいだ電子状態が「乱れ」によって誘起されたことを示している。

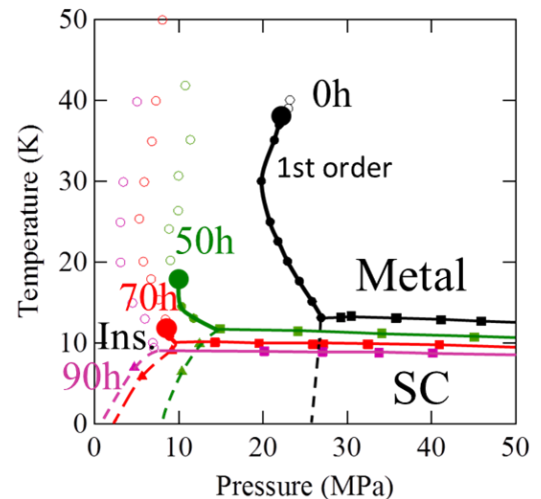


図1. X線照射された $\kappa$ -(ET)<sub>2</sub>Cu[N(CN)<sub>2</sub>]Clの温度-圧力相図。SCは超伝導状態、Ins.は絶縁体を表す。

[1] T. Sasaki, Crystals **2**, 374 (2012).

[2] T. Furukawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 077001 (2015).

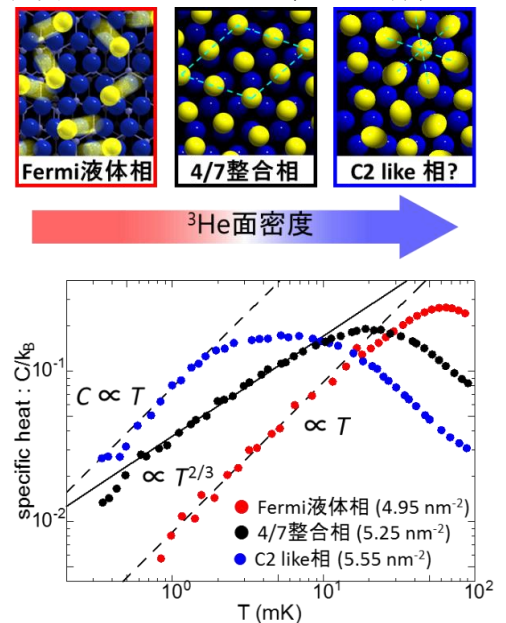
## 2次元ヘリウム3の新奇な量子状態 Novel Quantum Phases of $^3\text{He}$ in Two Dimensions

理学系研究科 物理学専攻 福山研究室<sup>A</sup>, 低温センター 研究開発部門<sup>B</sup>  
鎌田雅博<sup>A</sup>, 中村龍司<sup>A</sup>, 松井朋裕<sup>A</sup>, 福山 寛<sup>A,B</sup>

核スピン  $1/2$  をもつ中性フェルミ粒子である  $^3\text{He}$  原子をグラファイト表面に吸着させた2次元系は、面密度が増加するにつれ Fermi 液体から高密度の量子固体に至る多彩な量子相を示す[1]。従来、この系の2層目の中間密度域には、1層目の吸着ポテンシャル周期に整合した整合固相 (C2 相) が存在すると考えられてきた。C2 相の基底状態では、三角格子構造と多体リング交換の競合のため強くフラストレートしたギャップレス・量子スピン液体状態が実現している[1]。しかし、ごく最近の研究で、C2 相は局所的なボンドオーダーをもつ量子ヘギザティック相など “量子液晶” である可能性が指摘されている [2]。

我々は、グラファイト表面を重水素化水素 (HD) 分子2層でプレコートした上に吸着した2次元  $^3\text{He}$  を作り、その量子相図を  $0.3 \leq T \leq 90$  mK の広い温度範囲の比熱測定から密度の関数として決定した。この系は、He-2 層系と比べて、下地層のポテンシャルがより長周期かつ大振幅という特徴をもつ。測定の結果、図示したように、Fermi 液体相と C2 相に類似した相 (C2-like 相) との中間密度 ( $5.25 \text{ nm}^2$ ) に新たな量子相が存在することを発見した。この相は、面密度を少し変化させてもすぐに Fermi 液体相または C2-like 相との共存状態になること、下地 HD 層と正確に  $4:7$  の密度比をもつことから、 $4/7$  整合相と考えると間違いない。

この  $4/7$  整合相の低温比熱は、 $0.5 \leq T \leq 7$  mK の広い範囲で温度の  $2/3$  乗に比例する非常に奇妙な温度依存性をもつ (右図黒丸)。そして、帯磁率も同じ温度域で  $\chi \propto T^{-1/3}$  という異常な冪乗則に従う[3]。一方、C2-like 相はよりブロードな比熱の山をもち、低温で比熱は温度に比例し、まるで Fermi 液体のようである (右図青丸)。帯磁率は低温になるにつれ温度依存性が小さくなる傾向を示す[3]。両相は異なる性質をもつギャップレス量子スピン液体と思われる。特に  $4/7$  整合相は、スピノンあるいはマヨラナフェルミオン[4]といった、純理論的には考えられてきたが、電子系も含めて従来の量子スピン液体候補物質では一度も報告されたことのない新奇な磁気素励起をもつ初めての実験系として大変注目される。なお、実測した比熱から計算されるエントロピー変化量はほぼ  $k_B \ln 2$  となり、当該温度域では  $^3\text{He}$  核スピン自由度のみを観測していることが確認される。



[1] H. Fukuyama, J. Phys. Soc. J. **77** 111013 (2008).

[3] H. Ikegami, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **85**, 5146 (2000).

[2] S. Nakamura, *et al.*, arXiv : 1406.4388v2.

[4] R. R. Biswas *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 245131 (2011).

## ポスター発表

## P-01

# 磁場に誘起された InAs 量子細線の量子化プラトー伝導度の減少 Conductance reduction of plateaus on InAs quantum wire caused by magnetic field

工学系研究科・物理工学専攻・樽茶研究室

松尾貞茂、鎌田大、馬場翔二、Russell Deacon, Javad Shabani,  
Christopher Palmstrom, 樽茶清悟

1次元電子系は電子間のクーロン相互作用により、集団励起がその性質を特徴づける朝永ラッティンジャー液体(TLL)となり、他の次元での電子系の振る舞いとは大きく異なる。この TLL の検証と学理構築のため、これまで様々な系で研究が行われてきた。特に、半導体 GaAs 量子細線は非常に清浄な 1次元電子系の電子輸送特性を実験的に研究できるため、活発に研究が行われてきた。これまでに GaAs 量子細線での電子輸送特性に TLL の性質がどのように反映されるかはほぼ確立されている[1]。しかし、この 1次元電子系が電子間のクーロン相互作用に加え、スピン軌道相互作用をもつ場合に関しては、実験研究はほとんど行われてこなかった。

そこで我々は、スピン軌道相互作用の大きな InAs の量子細線の電子輸送特性を低温下で測定した。InAs 量子細線は電子密度を小さくして電子間相互作用が重要な役割を果たす領域にしている。その結果、図に示すようにゲート電圧の掃引に対して伝導度が一定になる領域(プラトー)が観測され、プラトー伝導度が量子化伝導度  $2e^2/h$  の半整数倍( $\times 0.5, 1, 1.5, \dots$ )であることがわかった。これは、GaAs 量子細線などのプラトーが量子化伝導度の整数倍になることとは大きく異なる。この半整数量子化伝導度プラトーはスピン軌道相互作用の大きな量子細線で数例報告があるが[2,3]、その起源はあきらかになっていない。

我々は細線に平行な磁場を印加し、この半整数量子化伝導度プラトーの振る舞いを調べた。その結果、このプラトー構造は磁場を印加しても壊れないが、磁場の増加に対してプラトーでの伝導度が減少していくことが新たに明らかになった。この結果は、これまでに提案されている半整数量子化伝導度の発現機構であるスピン偏極機構では説明できない。我々は、この磁場によるプラトー伝導度の減少が電子間相互作用を加味した 1次元電子系のモデル[4]で説明可能であると考えている。

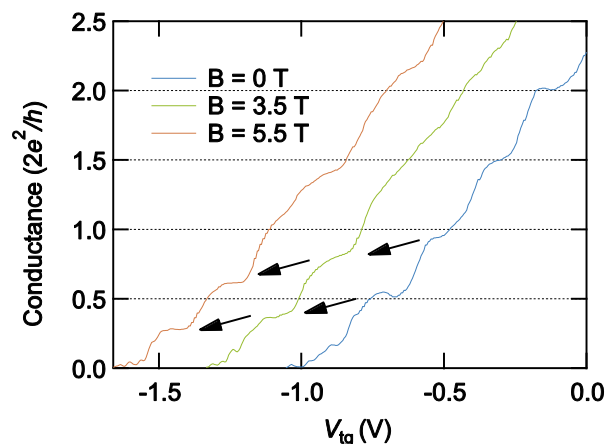


図 1: 0, 3.5, 5.5 T での伝導度のゲート電圧依存性。0 T で半整数量子化伝導度にあるプラトーの伝導度が、磁場の印加により減少している。

[1] V. Deshpande, *et al.*, Nature **464**, 209 (2010)

[2] P. Debray, *et al.*, Nat. Nanotech. **4**, 759 (2009)

[3] M. Kohda, *et al.*, Nat. Commun. **3**, 1082 (2012)

[4] W. DeGottardi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 236405 (2015)



## P-02

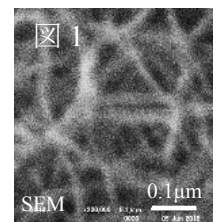
# 金属型単層・二層カーボンナノチューブの低温電気伝導特性 Low Temperature Transport Properties of Metallic Single- and Double-walled Carbon Nanotubes

理学系研究科 福山研究室<sup>A</sup>、低温センター 共同利用部門<sup>B</sup>、同 研究開発部門<sup>C</sup>、  
信州大学 環境材料科学研究所<sup>D</sup>

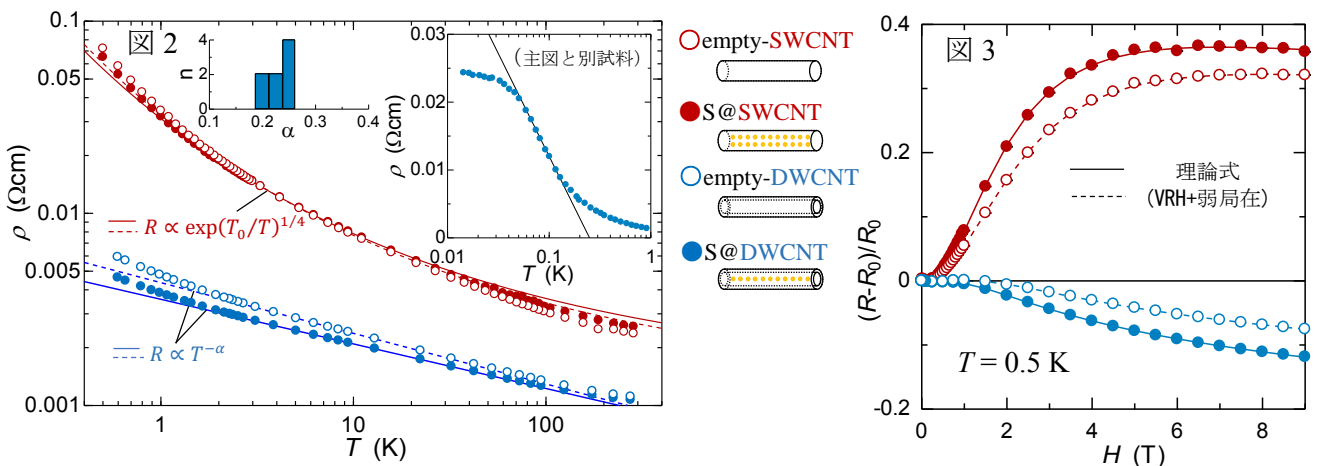
中山和貴<sup>A</sup>、戸田亮<sup>B</sup>、松井朋裕<sup>A</sup>、藤森利彦<sup>D</sup>、金子克美<sup>D</sup>、福山 寛<sup>A,C</sup>

炭素原子のハニカム格子が円筒状に丸まった擬1次元物質であるカーボンナノチューブ(CNT)は、1次元電子系に特有な朝永-Luttinger 液体(TLL)の振る舞いが報告されるなど基礎物性の観点から興味深く、エレクトロニクスや構造材料等への幅広い応用も期待されている。CNTは構造(カイラリティ)により金属型と半導体型に分類されるが、近年、両者の分離技術が進歩し、以前より格段に高純度な試料が入手できるようになった。また、化学ドーピングによる新規物性発現の期待もある[1]。そこで、外径1.4 nmの高純度な金属型の単層(SW)および2層(DW)CNTからなる buckypaper 試料を作成し、低温・磁場中 ( $T \geq 0.4 \text{ K} \cdot B \leq 9 \text{ T}$ )での電気伝導特性を低温センターのPPMSを使って直流4端子法で測定した。この試料(厚さ10-20  $\mu\text{m}$ )は、~10本程度のCNTからなるロープが紙繊維のように3次的に絡み合った構造をもつ(図1)。

図2に示すように、単層CNT試料は、 $1 \leq T \leq 20 \text{ K}$ の狭い温度範囲で3次元 variable range hopping (VRH)に近い抵抗率の温度依存性(図中赤線)を示し、VRHから期待される大きな正の磁気抵抗効果(図3)も観測された。一方、2層CNT試料は、 $2 \leq T \leq 90 \text{ K}$ の広い温度範囲でTLL特有の  $\rho \propto T^{-\alpha}$ の温度依存性を示し(図2)、その冪  $\alpha = 0.23 \pm 0.03$ もCNTに電極がバルク接触したときの理論値(0.24)に非常に近い(図2挿入図に多数の試料の冪を示す)。この結果は、電極の種類や付け方(融着In、金蒸着、銀ペースト)を変えても変わらなかった。 $T \leq 2 \text{ K}$ での冪乗則から高抵抗側へのずれは弱局在効果を示唆する。負の磁気抵抗効果の振る舞い(図3)もVRH+弱局在で説明できる。なお、1次元的な硫黄鎖を内包させた試料(S@CNT)の場合、伝導特性に大きな差は見られないが、帯磁率には~1 emu/g オーダーの増加が観測された。S@DWCNT試料の抵抗率を希釈冷凍機温度(14 mK)まで測定したところ(図2挿入図)、超伝導などの兆候は見られず、狭い温度範囲( $50 \leq T \leq 110 \text{ mK}$ )ではあるが、温度の対数に比例する弱局在的な振る舞いが見られた。



[1] T. Fujimori *et al.*, Nat. Comm. 4, 2162 (2013).



## P-03

# パイロクロア型 Ir 酸化物薄膜・ヘテロ界面における磁気輸送特性 Magnetotransport in Pyrochlore Iridate Thin Films and Heterostructures

工学系研究科・物理工学専攻・川崎研究室

藤田貴啓、打田正輝、小塚裕介、佐野航、小川翔平、塚崎敦、有馬孝尚、川崎雅司

近年パイロクロア型 Ir 酸化物( $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ ,  $R =$  希土類元素)は、電子相関とスピン軌道相互作用の競合する系として注目を集めている。この系は反強磁性転移を伴った金属絶縁体転移を示し、低温において「all-in-all-out」秩序と呼ばれる磁気構造を持つ。この all-in-all-out 磁気構造に起因した、特異な磁場応答[1]や Weyl 半金属相と呼ばれるトポロジカル量子相[2]、また内在する 2 種類(A: all-in-all-out, B: all-out-all-in)の磁気ドメイン構造のドメイン壁における金属伝導状態の発現[3]が理論的に提唱されてきた。特に磁気ドメイン壁における金属伝導に関しては、バルクの結晶を用いて、実験的にもその存在が確認されてきている[4]。本研究では異なる磁場応答を示す  $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  のヘテロ界面を利用し、単一磁気ドメイン壁の磁気輸送特性の検出を試みた。

パルスレーザー堆積法と固相エピタキシー法を組み合わせることで、YSZ(111)単結晶基板の上に  $\text{Eu}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  (15 nm) /  $\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  (60 nm)ヘテロ界面試料を作製した。 $R^{3+}$ が非磁性の  $\text{Eu}^{3+}$ の場合、 $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ の磁気ドメイン構造は冷却磁場で決まり、掃引磁場によって変化しない[5]。一方、磁性を持った  $\text{Tb}^{3+}$ の場合では掃引磁場によって磁気ドメイン構造を切り替えられる。図 1 (a)に 10 K におけるヘテロ界面試料の伝導度の冷却磁場・掃引磁場依存性を示す。冷却磁場に依らず  $\pm 6$  T 付近にディップ構造が見られ、 $\text{Eu}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  層のドメイン構造が安定であることから  $\text{Tb}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  層のドメイン構造が入れ替わっていることを示唆している。 $+9$  T 冷却と無磁場冷却の差を取ると、各層が同一の磁気ドメイン構造を取る時には低伝導度状態、異なる磁気ドメイン構造を取る時には高伝導度状態となっており(図 1 (b))、ヘテロ界面に磁気ドメイン壁伝導状態( $G_{\text{interface}}$ )が誘起されていることを示唆する[6]。

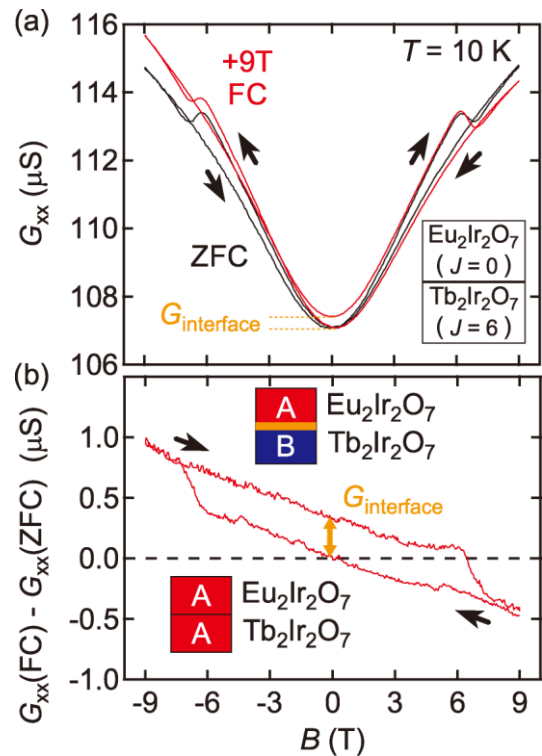


図 1(a)無磁場(ZFC)および+9 T 磁場冷却後 (+9T FC)の 10 K における伝導度の掃引磁場( $B$ )依存性、および(b)それらの差分。

- [1] T. Arima, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 013705 (2013). [2] X. Wan *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 205101 (2011). [3] Y. Yamaji *et al.*, Phys. Rev. X **4**, 021035 (2014). [4] E.Y. Ma *et al.*, Science **350**, 538 (2015). [5] T. C. Fujita *et al.*, Sci. Rep. **5**, 9711 (2015). [6] T. C. Fujita *et al.*, Phys. Rev. B (accepted)

## P-04

# ナノポアアレイを用いた超流動ヘリウム4の流れの研究

## Study for the flow of superfluid helium four using nanopore array

低温センター

村川 智

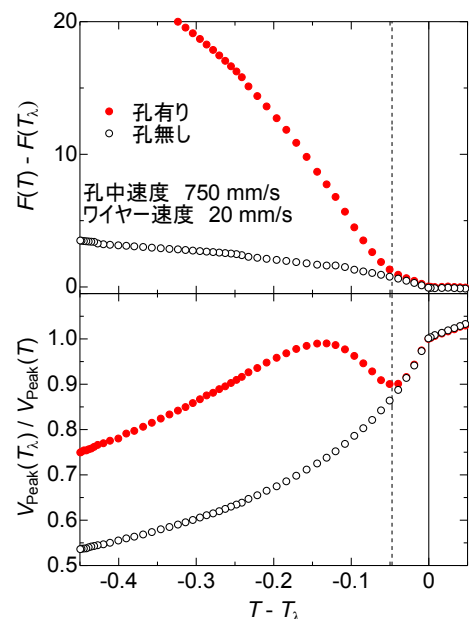
超流動ヘリウム( $^4\text{He}$ )は量子効果が巨視的に現れる系であり、その振る舞いは巨視的波動関数によって記述される。そのため、渦は循環が量子化され量子渦と呼ばれる。この量子渦は超伝導における磁束量子と同等のものであり、格子構造をとる等同様の現象が観測されている。超流動 $^4\text{He}$  における研究手法として細孔中の流れを用いたものがあり、臨界速度の測定や熱対向流による量子乱流の観測等が行われている。

また、ナノ多孔体(孔径 3 nm 程度)中の液体 $^4\text{He}$  は、超流動の強い抑制、局在ボースアインシュタイン相の発現、その量子相転移など非常に興味深い現象が現れる[1]。これらの現象は回復長( $\sim 0.3$  nm)による単純な議論では説明することが出来ず、孔の細さ、乱雑性などさまざまな要因が考えられている。

本研究ではナノ多孔体中の超流動 $^4\text{He}$  の性質をその流れの観点から明らかにしていくことを目的にする。孔中の流れはナノスケールサイズの孔が多数空いた板を超流動液体中で振動させることで生じさせている。ナノ細孔基板としてはまっすぐな孔が三角格子状に規則正しく並んだ構造をもつポーラスアルミナに金蒸着をしたもの(PA、孔径約 10 nm、孔の間隔約 60 nm、厚み約 50  $\mu\text{m}$ )をもちいて、それを振動ワイヤーに取り付けて振動させ、その共鳴曲線から流れの散逸等の情報を得る。

この測定では図のように孔中と孔外の超流動転移が共鳴曲線の温度変化中に二段階の異常として現れる。これは超流動転移点近傍では細孔径が回復長と同程度のために、転移が抑制されるためである。さらに、共鳴曲線は孔中の超流動転移温度以下で奇妙な振る舞いを示した。これは孔の無い板を振動させたときには現れなかったもので、ナノスケール中の $^4\text{He}$  流れに起因している。この振る舞いは外力つまり流れの量から4種類に大まかに分けられる。低速度領域では、応答の線形性や共鳴線の形に異常は現れず、散逸の増大のみ出現する。これは孔中に渦糸が熱励起されることで説明できる。速度が非常に大きいところでは常流動状態においても上記のずれが出現し、常流体においても乱流状態になっている。その中間領域の速度では孔中が超流動性を示していない領域で異常が無い状態と異常が現れる状態とに分けられる。現在、これらの振る舞いから常流動成分と超流動成分がどのように流れをつくり乱流になっているかを明らかにするため解析を進めている。

この研究は慶應義塾大学白濱研、山口大本多研との共同研究である。



図：振動子の共鳴周波数とピークの高さの温度依存性。白丸は孔がついていないもの。

[1]K. Shirahama *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77** 111011 (2008)

## P-05

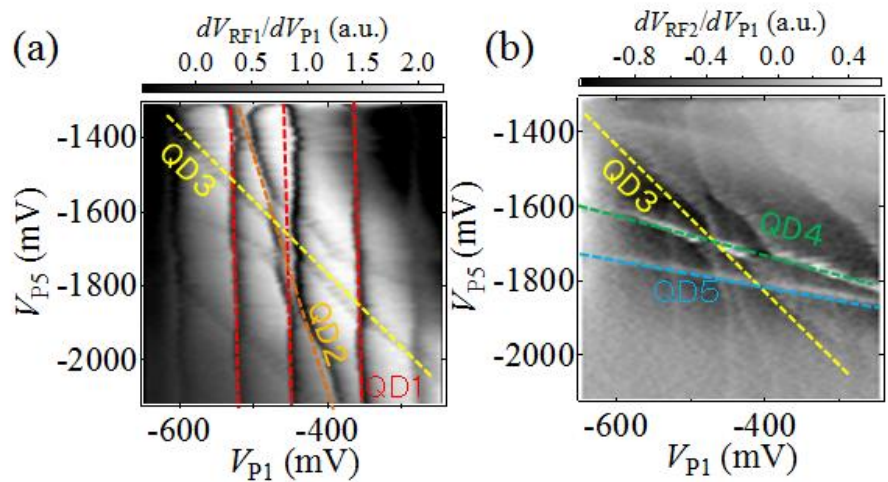
# 複数の高速電荷計を用いた多重量子ドット電荷状態の観測 Measurement of charge states in multiple quantum dots utilizing multiplexed fast charge sensors

東大物工樽茶研究室<sup>A</sup>、理研 CEMS<sup>B</sup>

伊藤匠<sup>A,B</sup>、大塚朋廣<sup>A,B</sup>、天羽真一<sup>B</sup>、中島峻<sup>A,B</sup>、Mattieu Delbecq<sup>A,B</sup>、米田淳<sup>B</sup>、  
武田健太<sup>B</sup>、Giles Allison<sup>B</sup>、野入亮人<sup>A,B</sup>、樽茶清悟<sup>A,B</sup>

半導体量子ドット中の電子スピンを電氣的に制御し、量子ビットとして応用する研究が活発化している。半導体量子ドットを用いる利点として、構造を自由にデザインできるため拡張性しやすい点が挙げられる。ドット数をさらに増やして量子ビットの拡張を行う場合には、拡張によって構造が大きくなり、量子ドットと電荷計の距離が離れるため、電荷計の感度が不足し、すべてのドットの電子状態を測定することができなくなると予想される。この感度不足の問題を解決するため、量子ポイントコンタクト (QPC) の電荷計を複数個使う方法が考えられている[1]。

今回、我々は、2つの電荷計を用いて5重量子ドットの電荷遷移を測定することに成功した。2つの電荷計は直列に設置された5つのドットの左右両端に隣接するように設置され、左のQPCはより左側にある量子ドットを、右のQPCはより右側にある量子ドットの電荷遷移をより感度良く計測できるよう設計されている。図(a)、(b)は実験で得られた2つの電荷計の信号であり、それらを相補的に使うことで、5重量子ドットの電荷安定状態を同定することができた。測定結果は電荷容量モデルを用いて数値計算によっても再現することができた。



(a)量子ドット1側の電荷計と、(b)量子ドット5側の電荷計で計測された電荷安定状態図

[1] E. A. Laird *et al.*, Phys. Rev. B 82, 075403 (2010)

## P-06

# バルク GaAs における励起子モット転移と電子正孔異常金属相 Exciton Mott transition and the correlated metal phase emergent in a bulk GaAs

理学系研究科 物理学専攻・島野研究室<sup>1</sup>、低温センター 研究開発部門<sup>2</sup>  
高山正行<sup>1</sup>、関口文哉<sup>1</sup>、松永隆佑<sup>1</sup>、島野亮<sup>1,2</sup>

励起子モット転移は電子正孔系におけるクーロン多体効果による金属-絶縁体転移という物性物理の基礎的問題であり、長い間研究されてきた現象である。励起子モット転移は高温ではクロスオーバー現象、低温では1次相転移になると考えられているが、これを明確に示した例はない。極低温では励起子ボース・アインシュタイン凝縮や電子正孔BCS状態の発現も期待されてきたが、これら量子凝縮現象と励起子モット転移の関係も未だ明らかにはなっていない。これまで我々はテラヘルツ (THz) 帯にある励起子内部遷移の観測を利用し、長い光励起キャリア寿命を持つ間接遷移型半導体 Si,Ge を対象に比較的高温域での準熱平衡状態における励起子モット転移の振る舞いを明らかにしてきた [1,2]。一方、直接遷移型半導体では励起子共鳴励起によって、励起子のみが高密度に存在する初期状態を生成することで、実効的には極低温下での励起子モット転移を調べることができると期待される。実際最近、バルクの GaAs に対しモット密度以上まで 1s 励起子共鳴励起した際に、過飽和励起子状態から電子正孔異常金属相へ1次転移的に移行する様子や、低周波側の光学伝導度が抑制された電子正孔異常金属相(CM相)が、光励起後数十 ps の時間スケールで出現することが見出された [3]。これを詳しく調べるために、光ポンプ-THz 波ポンプ-THz 波プローブ分光 (OPTPTP) 法を開発した。この分光法は光生成された電子正孔系に対し、強い THz 波ポンプによって電子正孔相関のない電子正孔プラズマ状態に変化させた後の光学伝導度の変化を、時間遅延をつけた弱い THz 波プローブにより調べることで、電子正孔相関効果を抽出するものである。図には励起子共鳴励起した 11 ps 後の光学伝導度スペクトルの励起密度依存性を示す。低密度で観測される 3 meV のピークは励起子の 1s-2p 遷移に対応する。密度が増加するとこのピークは見えなくなり、ドルーデ応答に似た金属相のスペクトルに変化していく。講演ではこの密度領域で、OPTPTP 法を用いて電子正孔相関効果を抽出した結果について詳しく報告し、励起子共鳴励起による励起子モット転移の振る舞いについて詳細に議論する。

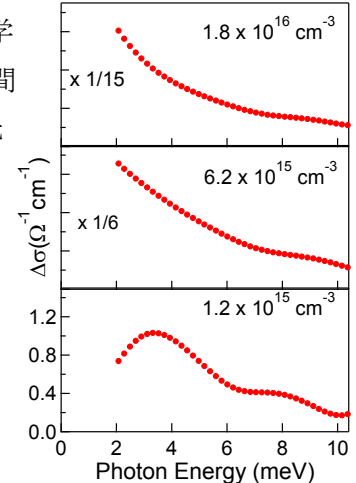


図. 励起子共鳴励起後 11 ps の光学伝導度スペクトルの励起密度依存性。

- [1] T. Suzuki and R. Shimano, Phys. Rev. Lett., **109**, 046402 (2012).  
[2] F. Sekiguchi and R. Shimano, Phys. Rev. B, **91**, 155202 (2015).  
[3] F. Sekiguchi, Dissertation, The University of Tokyo (2015).

## 光子偏光-電子スピン量子もつれ相関の生成に向けた

## 光子-電子の同時検出実験

## Simultaneous detection of a photon and an electron towards quantum entanglement generation between a photon polarization and an electron spin

1. 東大工、2. *Ruhr-Univ Bochum*、3. 阪大産研、4. 理研 CEMS○黒山和幸<sup>1</sup>、Marcus Larsson<sup>1</sup>、藤田高史<sup>1</sup>、松尾貞茂<sup>1</sup>、Sascha R. Valentine<sup>2</sup>、Arne Ludwig<sup>2</sup>、Andreas Wieck<sup>2</sup>、大岩顕<sup>3</sup>、樽茶清悟<sup>1,4</sup>

量子光学分野では、単一光子の量子状態を用いた量子情報通信の研究が盛んに行われている。その中で、広域分散型の量子情報伝送を可能にするためには、半導体量子ドットでの光子偏光から電子スピンへの変換<sup>1</sup>を応用した量子中継器の実現が期待される。先行研究では、単一光子から単一電子への角運動量の転写が実証されている<sup>2</sup>。量子中継器の実現へ向けたさらなる基礎実験として、光子対の持つ偏光の量子もつれ相関を空間的に離れた電子スピン対へ移す研究が行われており、現在、光子偏光-電子スピンに量子もつれ相関を生成することが課題である。

本課題へ向けて、我々は、偏光相関を持って同時発生した光子対の一方を GaAs 系半導体量子井戸へ照射し、励起された光電子を量子ドットへ捕獲・検出<sup>3</sup>することで、光子と光電子の同時検出を試みる実験を行った。光子対の発生源として、Type-II の BBO 光学結晶で生じるパラメトリック下方変換を行う光学系を構築した。このパラメトリック下方変換の過程で同時発生する 2 光子を異なる単一光子検出器により観測し、光子対の生成率を定量的に評価した。さらに、一方の光子を量子ドットへ照射する実験系を構築した。光子検出の信号と光電子捕獲による量子ドットの電荷検出信号を高速デジタイザーにより同時に取得し、2 つの信号に同時性がある事象を識別した。

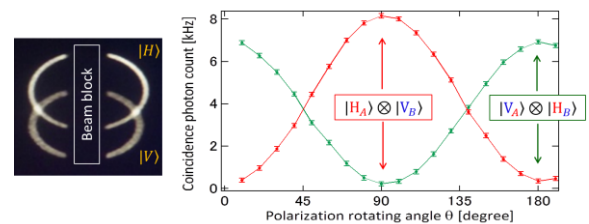


図1. CCDカメラによるパラメトリック下方変換の観察像(左)と光子対の偏光相関(右)

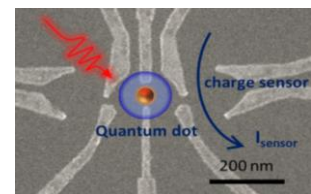


図2: 量子ドットの電子顕微鏡写真

[1] R. Vrijen and E. Yablonovitch, *Physica E* **10**, 569 (2001).

[2] T. Fujita *et al.*, arXiv 1504.03696(2015).

[3] T. Fujita *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **110**, 266803 (2013).

## 光ポンプ・光プローブ分光による励起子共鳴励起下の バルク GaAs におけるモット転移の観測

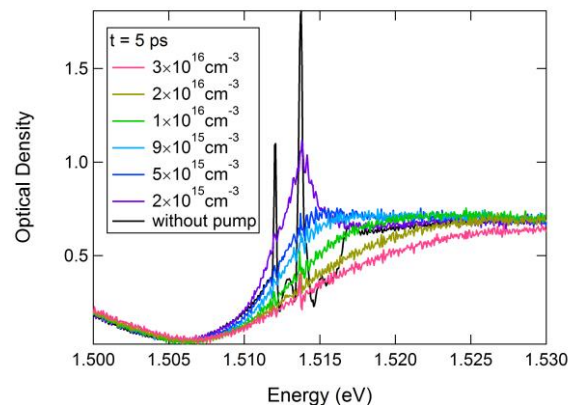
### Exciton Mott transition in bulk GaAs under resonant excitation of excitons studied by optical-pump optical-probe spectroscopy

理学系研究科物理学専攻・島野研究室<sup>1</sup>、低温センター・研究開発部門<sup>2</sup>

室谷悠太<sup>1</sup>、関口文哉<sup>2</sup>、島野亮<sup>1,2</sup>

半導体を光励起すると電子正孔系が生成される。低温・低密度下では電子と正孔がクーロン引力によって束縛され、電荷中性な励起子をつくる。高密度になるとクーロン引力が遮蔽されるために励起子が解離し、電子正孔プラズマとなる。密度によって引き起こされる絶縁体的な励起子気体から金属的な電子正孔プラズマへの移り変わりを励起子モット転移と呼ぶが、その転移密度付近における多体効果の理論的取り扱いが困難で、その詳細は明らかになっていなかった。しかし近年テラヘルツ分光法が進展し、励起子の 1s - 2p 内部遷移など半導体中の電子正孔系に特有な meV スケールの現象に直接アプローチすることができるようになってきたことを受けて、励起子モット転移の理解も進みつつある[1, 2]。最近バルクの直接遷移型半導体 GaAs に対して行われた研究では、励起子を共鳴的に高密度光励起した場合、転移密度付近において過渡的に異常金属的な状態が形成される様子が観測された[3]。これはドルーデ的な通常の金属モデルを逸脱するものであり、極低温の量子凝縮相と関連したものである可能性があるほか、励起子モット転移の一次転移性を示唆するものとも捉えられている。

この過渡的な金属的な状態に対してさらなる知見を得るために、我々はバルクの GaAs に対して近赤外ポンプ-近赤外プローブ分光法を用い、励起子を共鳴的に光励起したのちの光学応答を調べた。図は環境温度 5 K、励起後 5 ps における吸収スペクトルの密度依存性である。励起のない場合は重い正孔・軽い正孔に対応した二種類の励起子の 1s 吸収線が鋭いピークとなって現れるが、高密度になるにつれてピークが抑制され、やがて励起子構造が完全に消失し、励起子モット転移を起こす。本講演では励起後の吸収スペクトルのダイナミクスに加え、励起の最中におけるスペクトルの振る舞いについても報告し、これを元に光励起プロセスや励起子モット転移について考察する。



図：重い正孔励起子 1s 状態を共鳴励起したのち 5 ps における吸収スペクトルの密度依存性。

[1] T. Suzuki and R. Shimano, Phys. Rev. Lett. **109**, 046402 (2012).

[2] F. Sekiguchi and R. Shimano, Phys. Rev. B **91**, 155202 (2015).

[3] F. Sekiguchi, Dissertation, the University of Tokyo (2015).

# Electronic structure near the Fermi level in the ferromagnetic semiconductor GaMnAs studied by ultrafast time-resolved light-induced reflectivity

1, *Tanaka-Ohya lab., Department of Electrical Engineering and Information Systems, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan*

2, *Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, Heyendaalseweg 135, 6525 AJ Nijmegen, The Netherlands*

Tomoaki Ishii,<sup>1</sup> Tadashi Kawazoe,<sup>1</sup> Yusuke Hashimoto,<sup>2</sup> Hiroshi Terada,<sup>1</sup> Iriya Muneta,<sup>1</sup> Motoichi Ohtsu,<sup>1</sup> Masaaki Tanaka,<sup>1</sup> and Shinobu Ohya<sup>1</sup>

The determination of the Fermi level position is particularly important for the understanding of the origin of the ferromagnetism in ferromagnetic semiconductor GaMnAs [1-8]. While a number of studies have indicated that the Fermi level exists in the impurity band (IB) in the band gap [1-6], recent transient reflectivity (TR) measurement, which is potentially sensitive to the band edges, has indicated that the Fermi level exists in the valence band (VB) [8]. However, we should note that the pump fluence in this study is rather high. Thus, the accumulation of the photo-carriers induced by the pump pulse irradiation can shift the absorption edge [9]. In this case, the definition of both the band gap and the Fermi level is obscure.

In our study, we have performed the pump and probe reflectivity measurements with the pump fluence carefully controlled to suppress the accumulation of the photo-induced carriers. The pump fluence was  $160 \text{ nJ/cm}^2$ , which is 2-3 orders of magnitude smaller than that used in the previous TR study [8]. At the delay time  $t$  after the pump pulse, the low-power probe pulse with  $1 \text{ nJ/cm}^2$  detects the change  $\Delta R$  in the reflectivity  $R$ . The energy resolution of TR spectrum was improved to  $\sim 0.5 \text{ meV}$  by employing a picosecond-pulsed-light source. We used  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  films ( $x=0.1\%$ ,  $1\%$ ,  $3\%$ , and  $6\%$ ) with the thickness of  $20 \text{ nm}$ . The  $\text{Ga}_{0.999}\text{Mn}_{0.001}\text{As}$  film is paramagnetic while all the other samples are ferromagnetic. The Curie temperatures of the  $\text{Ga}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{As}$ ,  $\text{Ga}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{As}$ , and  $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$  films are  $13 \text{ K}$ ,  $38 \text{ K}$ , and  $110 \text{ K}$ , respectively.

In GaMnAs, there are two absorption edges,  $E_g$  and  $E_F$  (Fig. 1(a)).  $E_g$  corresponds to the transition from the top of the VB to the bottom of the conduction band (CB).  $E_F$  corresponds to the transition from the Fermi level in the IB to the bottom of the CB. To determine  $E_F$  and  $E_g$  in the GaMnAs samples, we derived the fitting curves (solid curves in Fig. 1(b)) for the experimental  $\Delta R/R$  spectra measured at  $t=166 \text{ ps}$  and at  $5 \text{ K}$  (plotted data in Fig. 1(b)). In Fig. 1(b),  $E_F$  (red) has a lower energy than  $E_g$  (black arrows) for all  $x$ . This indicates that the Fermi level exists in the band gap. This is consistent with the IB conduction picture.

This work was partially supported by Grants-in-Aids for Scientific Research including Specially Promoted Research and Project for Developing Innovation Systems of MEXT.

[1] S. Ohya *et al.*, *Nature Phys.* **7**, 342 (2011). [2] I. Muneta *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 032411 (2013). [3] K. Ando *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 067204 (2008). [4] H. Terada *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 222406 (2015). [5] M. Kobayashi *et al.*, *Phys. Rev. B* **89**, 205204 (2014). [6] T. Matsuda and H. Munekata, *cond-mat*, arXiv:1510.01587 (2015). [7] T. Jungwirth *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 227201 (2010). [8] T. de Boer *et al.*, *Phys. Rev. B* **85**, 033202 (2012). [9] B. R. Bennett *et al.*, *IEEE J. Quantum Electronics* **26**, 113 (1990).

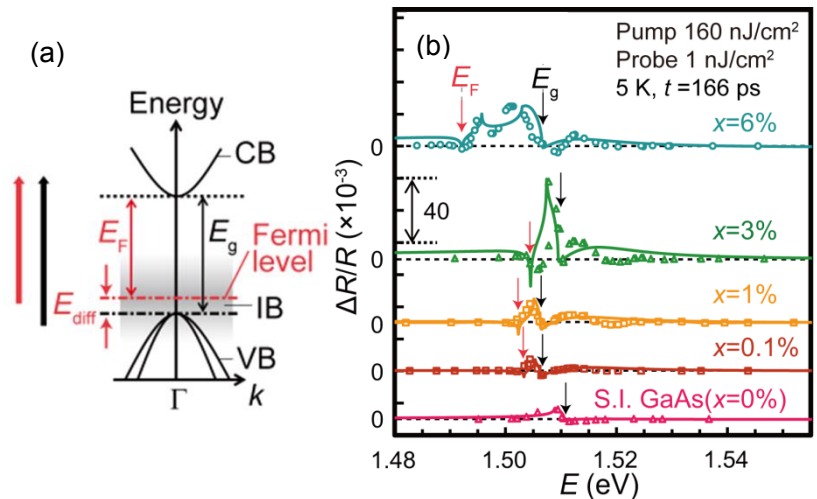


Fig. 1: (a) Schematic illustration of the band structure of GaMnAs with the optical transitions from the VB to the CB (thick black arrows) and from the IB to the CB (thick red or thick gray arrow). The black broken, red (or gray) dashed-dotted, black dashed-dotted lines represent the energy of the bottom of the CB, Fermi level, and the top of the VB, respectively. (b) The  $\Delta R/R$  spectra measured at  $5 \text{ K}$  for the S.I. GaAs substrate and for the  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  films ( $x=0.1, 1, 3,$  and  $6\%$ ) at  $t=166 \text{ ps}$  and at  $5 \text{ K}$  (plotted data). The solid curves are the fitting curves.  $E$  is the photon energy.



## P-10

# 光誘起強磁性を示す Cu-Mo 錯体の結晶構造とおよび第一原理計算 Crystal structure and first-principles calculations of a photomagnetic Cu-Mo bimetallic assembly

理学系研究科 化学専攻 大越研究室

梅田 喜一、シモン ホーラジー、中林 耕二、大越 慎一

分子磁性体における一つの目標は、光誘起強磁性を示す物質の開発であり、光記録材料として応用が期待されている。当研究室では、可視光によって可逆な光誘起強磁性を示す Cu-Mo シアノ錯体  $\text{Cu}^{\text{II}}_2[\text{Mo}^{\text{IV}}(\text{CN})_8] \cdot x\text{H}_2\text{O}$  を報告してきた[1]。本錯体は結晶性が悪いため X 線構造解析の報告例がなく、結晶構造の報告例がなかった。また、その光応答性に関するメカニズムについての議論が未だになされている。本発表では、Cu-Mo シアノ錯体  $\text{Cu}^{\text{II}}_2[\text{Mo}^{\text{IV}}(\text{CN})_8] \cdot x\text{H}_2\text{O}$  の単結晶の合成法、結晶構造、得られた結晶構造を基にした GGA + *U* 法による第一原理バンド計算の結果を報告する[2]。

Cu-Mo シアノ錯体  $\text{Cu}^{\text{II}}_2[\text{Mo}^{\text{IV}}(\text{CN})_8] \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  の単結晶試料 (CuMo) は、ケイ酸ゲルを用いた法によって暗紫色結晶として得た。単結晶 X 線構造解析の結果、CuMo は空間群 *I4/mcm* (正方晶系) の 3 次元ネットワーク構造を持つことが明らかになった。密度汎関数法を用いた第一原理バンド計算の結果、CuMo は、 $\Gamma$  点においてバンドギャップ 1.2 eV の直接遷移を示すことが分かった (図 1)。価電子帯の上端と伝導帯の下端への遷移は、それぞれ主に Mo の  $d_{z^2}$  軌道と Cu の  $d_{x^2-y^2}$  軌道から構成されていた (図 2)。光学遷移行列を解析した結果、可視光領域における光学遷移は、Mo から Cu への光誘起の金属間電荷移動に帰属された。電荷密度解析の結果、価電子帯と伝導帯の両方において、Cu と Mo を架橋するシアノ基の窒素原子上に電子密度が観測された。可視光領域における吸収強度の *k* 点依存性を調べると、 $k = (1/2, 1/2, 1/2)$  において、最も強い吸収を持つことが分かった。この点は、実空間において [111] 軸に対応しており、シアノ基の軸方向と概ね一致していた。本錯体の光誘起の金属間電荷移動は、 $p_z$  軌道から  $sp_x$  軌道への遷移であり、軌道の重心と軌道角運動量が変化していることによって、強い吸収強度を示すことが示唆された。

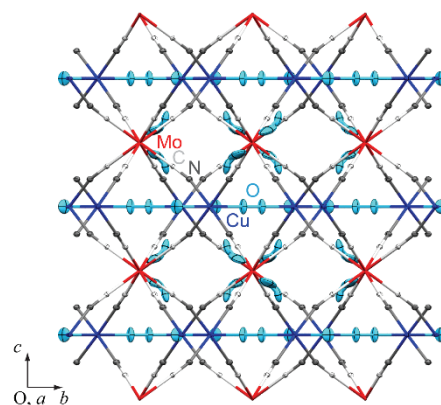


図 1. CuMo の結晶構造。

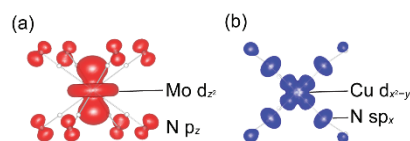


図 2. CuMo の (a) 価電子帯の上端および (b) 伝導帯の下端の電荷密度図。

[1] S. Ohkoshi, H. Tokoro, T. Hozumi, Y. Zhang, K. Hashimoto, C. Mathonière, I. Bord, G. Rombaut, M. Verelst, C. Cartier dit Moulin, F. Villain, J. Am. Chem. Soc., **128** 270 (2006).

[2] Y. Umeta, S. Chorazy, K. Nakabayashi, S. Ohkoshi, Eur. J. Inorg. Chem., in press.

## Observation of spontaneous spin-splitting in the band structure of n-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As

<sup>1</sup> 東京大学工学系研究科電気系工学専攻田中大矢研究室

<sup>2</sup> 東京工業大学大学院理工学研究科電子物理工学専攻ファム研究室

<sup>1</sup> レデウックアイン、<sup>2</sup> ファムナムハイ、<sup>1</sup> 田中雅明

The band structure of ferromagnetic semiconductors (FMSs) has been under active debate since their discovery. Ideally, it is expected that the *s,p-d* exchange interactions between carriers and localized magnetic moments would induce spin-splitting in the conduction band (CB) and valence band (VB) of FMSs. If it is the case, we can easily design the material properties by using well-established band engineering of semiconductors. Spontaneous spin-splitting in the VB due to ferromagnetism has been clearly observed only in Mn-based II-VI FMS (Cd,Mn)Te quantum wells (QWs), but the ferromagnetic order disappeared above 4K[1]. In Mn-based III-V FMSs such as (Ga,Mn)As, although higher Curie temperature ( $T_C$ ) was obtained, the hole carriers are in the Mn-related impurity band (IB), while the CB and VB of the host materials remain nearly nonmagnetic[2,3]. The exotic IB picture poses an awkward problem in modeling the material properties and designing devices. FMSs with both large spin-split CB and VB and high  $T_C$  are thus highly desired for the realization of semiconductor spintronics devices.

Here, we report on the observation of such band structure in n-type FMS (In,Fe)As, using tunneling spectroscopy in (In,Fe)As-based spin Esaki diodes. The device structure, as shown in Fig 1(a), from the surface is 50 nm-thick n-type (In,Fe)As (with or without Be)/5 nm-thick InAs/250 nm-thick InAs:Be (Be concentration  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )/p<sup>+</sup> type InAs (001) substrate. Two different p<sup>+</sup>n<sup>+</sup> junction diodes, A and B, were prepared with the (In,Fe)As layers differing in the Fe concentration (6% and 8%, respectively), electron density (by co-doping Be donors at  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  in the (In,Fe)As layer in device B), and consequently  $T_C$  (45 and 65 K, respectively). When the bias voltage  $V$  is small, electrons tunnel from the (In,Fe)As CB bottom to the p-InAs VB top, thus the tunneling conductance  $dI/dV$  directly probes the density of states of the (In,Fe)As CB. Figures 1(b) and (c) show the  $d^2I/dV^2$ - $V$  curves measured at various temperatures in diode devices A and B, respectively. At 3.5 K, the  $d^2I/dV^2$ - $V$  curves show double-valley features, which evolve into single-valley features at temperatures above  $T_C$  of the (In,Fe)As films. These double-valley features correspond to the spontaneous spin splitting at the (In,Fe)As CB bottom due to the ferromagnetic order at low temperatures. The spin splitting energy  $\Delta E$  depends on the Fe concentration, temperature (as shown in Fig.1(d)), and external magnetic field. Furthermore, the magnetoresistance of the diodes depends on the direction of the (In,Fe)As magnetization in the film plane, that is, tunneling anisotropic magnetoresistance (TAMR). At different bias voltages, we observed different anisotropy components of the (In,Fe)As band structure distinguished by their TAMR symmetry. The result indicates that the Fe-related IB lies very close to the CB bottom and VB top of (In,Fe)As[4,5].

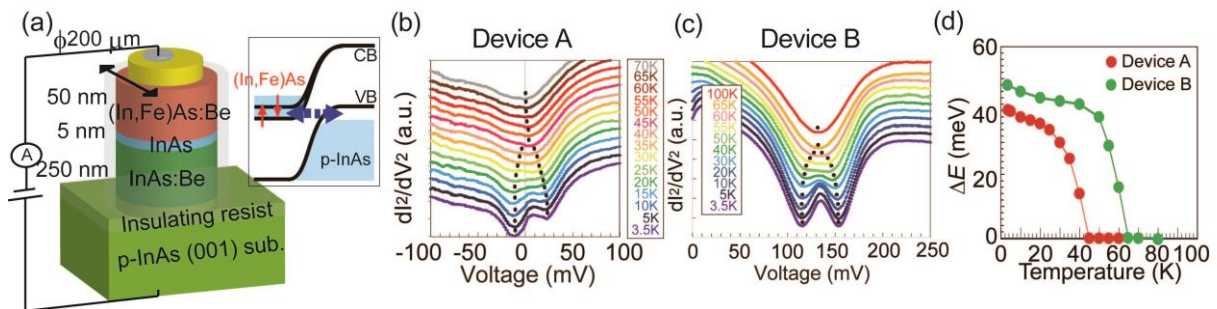


Fig. 1. (a) Device structure and the band diagram (inset) of the Esaki diodes. The (In,Fe)As CB bottom is spin-split. (b)(c)  $d^2I/dV^2$ - $V$  curves of devices A and B, respectively, measured at various temperatures (the vertical axes are intentionally shifted for clear vision). Black dots mark the center positions of the valleys obtained by fitting each  $d^2I/dV^2$ - $V$  curve by two Lorentzian curves, which correspond to the spontaneous spin splitting at the (In,Fe)As CB bottom (d) Temperature dependence of  $\Delta E$  in devices A and B.

[1] Boukari et al., PRL **88**, 207204 (2002). [2] Ohya et al., Nat. Phys **7**, 342 (2011). [3] Ohya et al. PRB **86**, 094418 (2012). [4] Hai et al., APL **101**, 252410 (2012). [5] Anh et al., APL **104**, 042404 (2014).

マルチバンド超伝導体  $\text{MgB}_2$  におけるテラヘルツ第 3 高調波の観測Observation of terahertz third-harmonic generation  
in a multiband superconductor  $\text{MgB}_2$ 理学系研究科物理学専攻・島野研究室<sup>1</sup>、低温センター・研究開発部門<sup>2</sup>富田 圭祐<sup>1</sup>、濱田 裕紀<sup>1</sup>、泊 開人<sup>1</sup>、松永 隆佑<sup>1</sup>、島野 亮<sup>1,2</sup>

超伝導体では波動関数の位相回転に対する対称性が破れ、秩序変数がゼロでない値をとる。このように対称性が破れた系では一般に秩序変数の振幅と位相の揺らぎに対応する 2 種類の集団励起モードが出現する。 $\text{MgB}_2$  は 2 つの秩序変数( $\pi\Delta_\sigma, \sigma\Delta$ )を有する「マルチバンド超伝導体」であり、それぞれの秩序変数に対して振幅モード (Higgs モード) と位相モードが存在すると考えられる。この 2 つの秩序変数の存在とバンド間の相互作用が、これら集団励起モードにどのような影響を及ぼすのかは非常に興味深い問題である。このうち相対位相の振動に相当する Leggett モードに関しては最近観測例が報告されているが[1]、2 つの Higgs モードについてはこれまで全く明らかにされていなかった。

超伝導における Higgs モードはこれまで観測が難しかったが、最近高強度テラヘルツ波を用いた実験により、非線形応答領域において光と共鳴し第 3 高調波発生を誘起することが明らかにされた[2, 3]。我々はこの手法を  $\text{MgB}_2$  に適用し、非線形テラヘルツ透過測定によってマルチバンド超伝導における Higgs モードに関する知見を得ることを目的に研究を行った。

試料として  $\text{MgO}$  基板上に蒸着した厚さ 60 nm の  $\text{MgB}_2$  薄膜を用いた。図 1 は中心周波数 0.6 THz の狭帯域高強度 THz 波に対する  $\text{MgB}_2$  の透過スペクトルである。転移温度(32 K)以下で、1.8 THz の周波数を持つ第 3 高調波が観測された。この第 3 高調波の強度と透過電場の位相の温度依存性を詳細に調べることで、この第 3 高調波が高エネルギー側( $\Delta_\sigma$ )の Higgs モードとの共鳴によってよく説明できること、一方で低エネルギー側( $\Delta_\pi$ )の Higgs モードとの共鳴を示唆する信号はほとんど観測されないことが分かった。これは最近報告されたマルチバンド超伝導の集団励起モードに関する理論計算とよく一致する[4]。本発表では、電荷密度揺らぎに由来する第 3 高調波発生の可能性[5]も考慮しながら、マルチバンド超伝導特有の集団励起モードの性質について議論する。

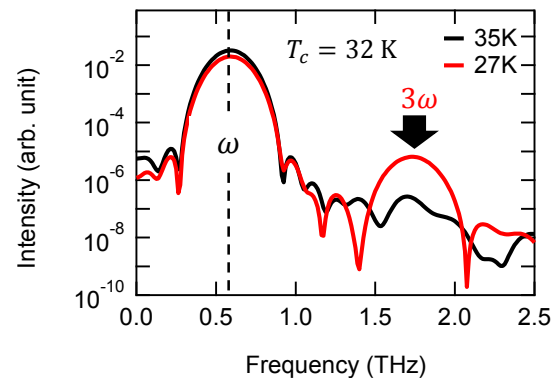


図 1 中心周波数  $\omega=0.6$  THz の透過スペクトル。矢印は転移温度以下(27 K)で観測された第 3 高調波( $3\omega$ )を示す

[1] G. Blumberg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 227002 (2007).

[2] R. Matsunaga *et al.*, Science **345**, 1145 (2014).

[3] N. Tsuji *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 064508 (2015)

[4] Y. Murotani *et al.*, arXiv:1511.05762 (2015).

[5] T. Cea *et al.*, arXiv:1512.02544 (2015).

## ドーピングされた擬二次元系有機導体 $\kappa\text{-(ET)}_4\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$ の圧力下輸送特性

### Charge transport in the organic doped spin-liquid candidate, $\kappa\text{-(ET)}_4\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$ , under Pressure

工学系研究科 物理工学専攻 鹿野田研究室, 低温センター<sup>A</sup>, 埼玉大理<sup>B</sup>  
鈴木悠司, 藤井武則<sup>A</sup>, 宮川和也, 谷口弘三<sup>B</sup>, 鹿野田一司

固体の中の電気伝導は、電子の椅子取りゲームに例えられる。分子間を渡り歩く伝導電子は、分子という椅子に二人掛けまで許される。この椅子が全て二人掛けで占められると電子は身動きがとれなくなる。これが通常の絶縁体である。ここに空席ができると金属になるのであるが、電子間に強い斥力（クーロン斥力）が働くと電子は互いに避けあって椅子は一人掛けしか許されなくなり、全ての椅子が一個の電子で占められると絶縁体になってしまう。この一人掛け絶縁体はモット絶縁体と呼ばれ、通常の絶縁体とは異なる性質を持つことから、これを金属にすると型破りな電子の動きが期待できる。それには二つの方法がある。電子の数を減らして空席を作るか、電子間のクーロン斥力を弱くして二人掛けを許すことである。実験的には、異種元素をドーピングして前者を、加圧によって後者を実現することができる。

本研究が扱う有機導体  $\kappa\text{-(ET)}_4\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$  は、ET 分子から成る伝導層とアニオン  $\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$  から成る絶縁層が交互に積層した擬二次元系の物質である。伝導層は、常圧では強い電子間斥力によりモット絶縁体になろうとするが、Hg の中途半端な組成のおかげでそこに 11% の空席が生まれ、特異な伝導状態にある。加えて、分子が三角格子を成すために全ての電子スピンの互いに反平行に整列できず、量子的に融解したスピン液体状態が実現している可能性がある。ここに圧力を印加して電子の二人掛けが許される時、やがて通常の金属へと変化する[1, 2]。その過程で何が起こるか? —これが本研究の課題である。

本研究では、加圧により電子の二人掛けを許していったときの振る舞いを伝導層に平行・垂直な二方向の電気抵抗測定により調べた。さらに低温で現れる超伝導相において、伝導層に垂直な方向に静磁場を徐々に印加し、それによって超伝導が壊れていく様子を調べた。伝導層内伝導に着目すると、二人掛けが禁止される低圧領域のそこでは二人掛けが許された高圧側に比べて超伝導は磁場に対して非常に壊れにくいことが示唆された。発表では測定の結果を詳細に示し、 $\kappa\text{-(ET)}_4\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$  の常伝導・超伝導の性質を議論する。加えて、超伝導のゆらぎを捉えるネルンスト効果の測定結果についても併せて報告する。

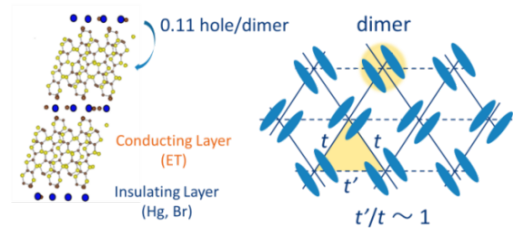


図 1.  $\kappa\text{-(ET)}_4\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$  の構造と伝導層の模式図

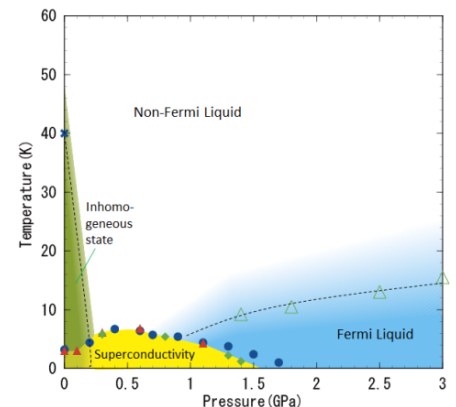


図 2.  $\kappa\text{-(ET)}_4\text{Hg}_{2.89}\text{Br}_8$  の温度-圧力相図

[1] H. Taniguchi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 113709 (2007).

[2] H. Oike *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 067002 (2015).

## 光励起非平衡状態の $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ における $c$ 軸ジョセフソンプラズマの観測

### Nonequilibrium dynamics study of $c$ -axis Josephson plasma resonance in photo-excited $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

理学系研究科 物理学専攻 島野研究室<sup>1</sup>, 低温センター 研究開発部門<sup>2</sup>

泊開人<sup>1</sup>, 濱田裕紀<sup>1</sup>, 松永隆佑<sup>1</sup>, 島野亮<sup>1,2</sup>

銅酸化物高温超伝導体  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  は、超伝導を担う  $\text{CuO}_2$  面が絶縁層を挟んで  $c$  軸方向に積み重なった異方性の高い構造をとり、SIS 型ジョセフソン結合アレイとみなすことができる。そのため  $T_c$  以下の  $c$  軸方向反射率スペクトルにおいて、 $\text{CuO}_2$  面間をコヒーレントに移動する超伝導キャリアと電磁波との結合によりジョセフソンプラズマ共鳴(JPR)が生じ、そのプラズマエッジはテラヘルツ(THz)帯域に現れる[1]。JPR は面間のコヒーレンスの強さを直接反映するため近年注目を集めており、平衡状態における測定[2]や非平衡状態での超高速ダイナミクス[3]などの研究を通じて詳細に調べられてきた。本研究では、時間分解ポンププローブ分光法を用いて、光励起(1.55 eV)による超伝導破壊後の過渡的な THz 帯反射率を測定することで、高密度光励起非平衡状態における JPR の振る舞いについて詳細に調べた。

図は単結晶  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  ( $T_c = 35$  K) における 5 K での THz 帯  $c$  軸方向反射率スペクトルであり、平衡状態(黒線)および光励起から 3 ps 後の過渡的なスペクトルを比較したものである。光励起のない平衡状態

では JPR のプラズマエッジが 7 meV 近傍に観測されるが、弱励起の場合にはスペクトルが全体的に低エネルギー側へシフトする。さらに  $1 \text{ mJ/cm}^2$  を超える高密度励起下では、高周波側から新たな反射率ピークが出現し、励起強度を増すにつれレッドシフトする特異な振る舞いを示すことが分かった。講演ではこの新たなピークの起源について、磁場中に置かれた  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$  で現れる光学活性な横 JPR モードの実験結果[4]と比較しつつ、van der Marel らによる“multilayer model”[5]に基づいて詳細に議論する。

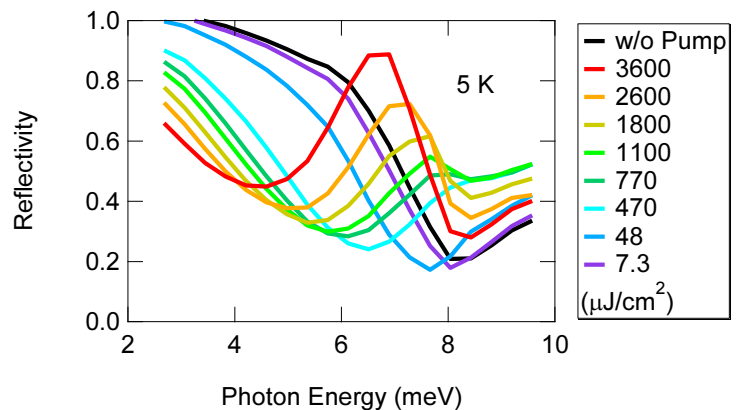


図. 5 K における光励起から 3 ps 後の過渡的反射率スペクトルの励起強度依存性

[1] K. Tamasaku *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1455 (1992).

[2] S. V. Dordevic *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 167401 (2003).

[3] M. Beyer *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 214515 (2011).

[4] K. M. Kojima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 247001 (2002).

[5] D. van der Marel and A. A. Tsvetkov, Phys. Rev. B **64**, 024530 (2001).

## P-15 CrPn層を持つ層状複合アニオン化合物の探索と物性制御

### Exploration of new layered compounds with CrPn layer and control of its physical properties

工学系研究科応用化学専攻岸尾研究室

○市原義悠, 荻野拓, 焼田裕之, 下山淳一, 岸尾光二

[緒言] 層状複合アニオン化合物は図 1 に示すように、多くの物性発現の場となるペロブスカイト型類縁構造の層と、鉄系超伝導体において超伝導発現を担う逆蛍石型構造の層が交互に積層した構造を持つため、超伝導をはじめ様々な特異な物性の発現が期待できる。実際に NiPn ( $Pn = As, P$ ) 層を持つ化合物では超伝導を示すことが<sup>[1]</sup>、また CuSe 層を持つ化合物では高い熱電特性が報告されている<sup>[2]</sup>。層状複合アニオン化合物は組成・構造の自由度が大きいことから物質探索の大きな余地があり、今後も新物質や従来にない物性の発現が期待できる。本研究では、先行研究から得られた指針を元に物質設計・探索を行い、得られた新物質に対して元素置換による物性制御を試みた。

[実験方法] 試料は固相反応法により合成した。原料を Ar 雰囲気下のグローブボックス中にて粉碎・混合した後、ペレット成型し、石英管中に真空封入後、焼成した。得られた試料の構成相の同定と格子定数の算出を X 線回折法にて行い、SQUID 磁束計を用いて磁化率を、PPMS 装置を用いて抵抗率を測定した。

[結果と考察] 当研究室での先行研究から得られた複合アニオン化合物の相生成指針に基づき、 $M'Te$  層 ( $M' = Ag, Cu$ ) を持つ化合物と、超伝導の発現が期待できる  $M'As$  層 ( $M' = Cr, Co, Ni, Zn, Ru$ ) 層を持つ化合物の探索を行った。その結果、CuTe 層を持つ化合物  $(Cu_2Te_2)(Ba_3RE_2O_5)$  ( $RE = Gd, Eu$ ) と、CrAs 層を持つ化合物  $(Cr_2As_2)(Sr_4Sc_2O_6)$ ,  $(Cr_2As_2)(Ba_3Sc_2O_5)$ ,  $(Cr_2As_2)(Ba_3RE_2O_5)$ , ( $RE = Lu, Yb$ ) の計 6 種類を発見した。このうち比較的低い抵抗率を示した  $(Cr_2As_2)(Sr_4Sc_2O_6)$  に対して元素置換による物性制御を試みた。As サイトを Sb で置換した場合には、 $a$  軸長に大きな変化は見られず、 $c$  軸長は伸長したものの、磁化率や抵抗率はほとんど変化しなかった。一方、Cr サイトを Mn で置換した場合には、図 2 に示すように、抵抗率の温度依存性が金属的挙動から半導体的挙動に変化した。このように Cr と Mn の固溶による大きな物性の変化は、MnAs 層を持つ既知化合物への Cr ドープによる抵抗率の大幅な低減の可能性を示唆しており、同様な遷移金属混合による層状複合アニオン化合物の物性制御と機能発現が期待できる。

[まとめと今後の展望] 本研究において 6 種類の化合物を発見した。また、CrAs 層を持つ化合物は Cr と Mn の固溶により物性が大きく変化することがわかった。引き続き層状複合アニオン化合物の探索を行うと共に、発見した化合物や MnAs 層を持つ化合物などへのキャリアドープなどを試み、超伝導化を目指す。

[参考文献] [1] Y. Matsumura *et al.*, *Appl. Phys. Express* **2** (2009) 063007

[2] L. D. Zhao *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010) 092118

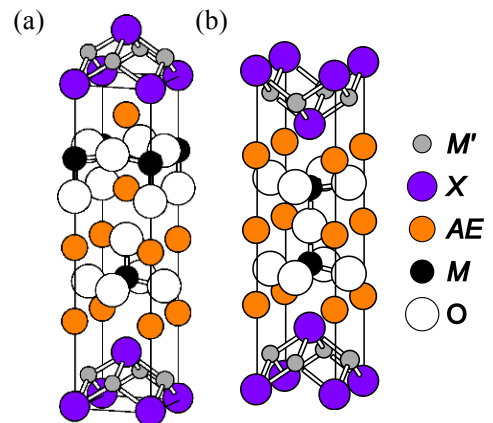


図 1 層状複合アニオン化合物の結晶構造 (a) :  $(M'_2X_2)(AE_4M_2O_6)$   
(b) :  $(M'_2X_2)(AE_3M_2O_5)$

## 鉄系超伝導体における熱起電力の面内異方性 Anisotropy of the Thermopower in Iron Arsenide

低温センター・研究開発部門、足利工大・工学部・共通課程<sup>A</sup>  
藤井 武則、朝光 敦<sup>A</sup>

鉄系超伝導体  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  においては反強磁性転移温度より遥かに高温から抵抗率に異常な異方性が報告されている[1]。この異方性の起源としては、結晶格子から期待される回転対称性を電子系が自発的に破る、ネマティック秩序と呼ばれる秩序相と関連して議論されているが、ドーブされた Co や格子欠陥による異方的な不純物散乱によるという解釈もあり[2]、いまだ解決していない。我々はこの異方性の起源を調べるために、熱起電力の異方性を測定した。

これまでに報告されているように抵抗率には転移温度よりも高温から面内異方性が観測されたが、熱起電力にはこの温度領域では異方性が見られず、転移温度以下にのみ異方性が見られた。散乱時間にエネルギー依存性がない場合、熱起電力は散乱時間に依存しない物理量になるため、これらの結果から、転移温度以上の異方性は異方的な不純物散乱によるものだと考えられる。一方、転移温度以下では、反強磁性相転移によるフェルミ面の再構築によって熱起電力に異方性が現れると考えられる。

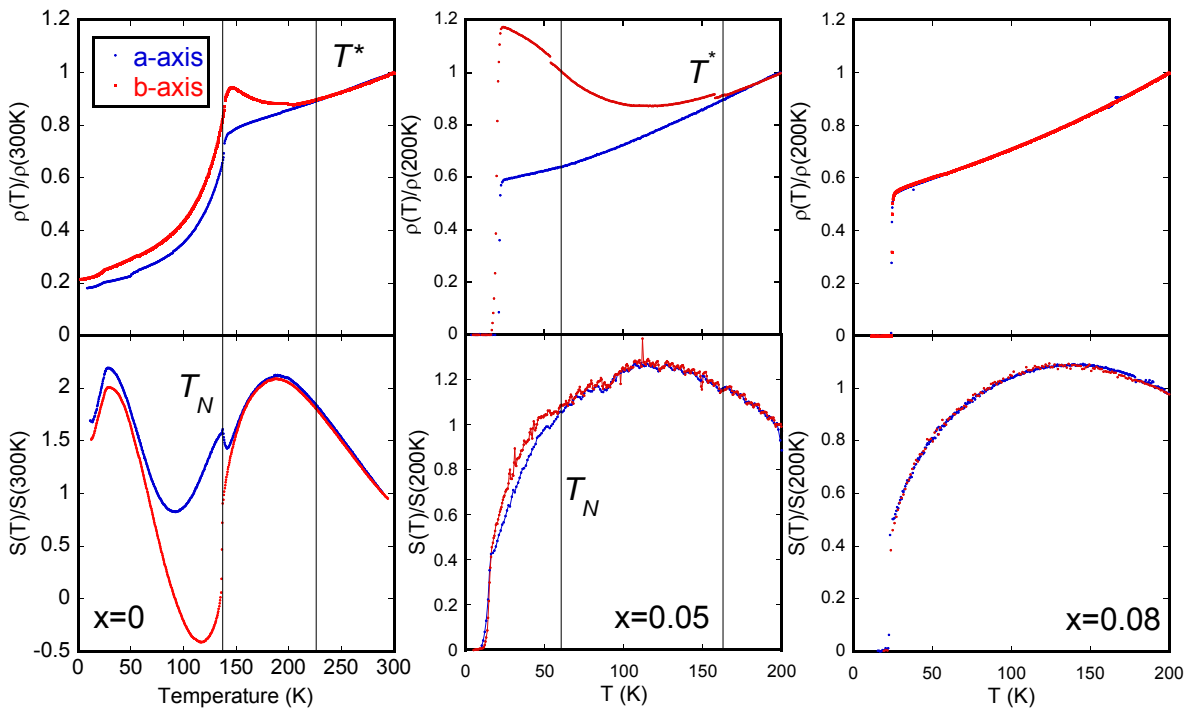


図 :  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  における抵抗率と熱起電力の面内異方性

[1] J.-H. Chu et al., Science 329 (2010) 824-826.

[2] S. Ishida et al., Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 207001.

## 1111 相鉄系超伝導体の高性能化

### Development of high performance 1111-type iron-based superconductor

工学系研究科 応用化学専攻 岸尾研究室

林功輔、荻野拓、焼田裕之、下山淳一、岸尾光二

【緒言】1111 相鉄系超伝導体である  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  は図 1 に示した結晶構造をもち、銅酸化物超伝導体に次ぐ高い臨界温度( $T_c$ ) 55 K<sup>[1]</sup>を示すことから、線材や薄膜などの材料開発に向けた研究が活発に行われている。母物質  $\text{SmFeAsO}$  は反強磁性体であるが、電子ドーピングを伴う O サイトへの F 置換により  $a$  軸が短縮し超伝導が発現する。 $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  はより低温( $\sim 900^\circ\text{C}$ )での焼成および徐冷による F ドーピング量の増加および  $T_c$  の上昇<sup>[2]</sup>、Sn 添加により高い  $T_c$  を保ったまま結晶粒間の臨界電流密度  $J_c$  の向上<sup>[3]</sup>が報告されている。そこで本研究では、様々な条件で粉末または板状の Sn を加えた  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  の合成や RE サイトの部分置換によって Sn 添加効果を検証し、その  $J_c$  向上の機構解明とさらなる特性向上を目指した。

【実験】 $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  焼結体試料は固相反応法により合成した。Ar 雰囲気下のグローブボックス中で原料粉末  $\text{SmAs}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{FeF}_2$  を秤量、混合しペレット成型した後、石英管中に真空封入し電気炉中で焼成した。Sn 添加は Sn 粉末を原料粉と混合、あるいはペレット成型時に原料粉の間に Sn 板をはさむことで行った。得られた試料は粉末 X 線回折法によって構成相の同定や格子定数の算出を行い、SEM 観察および EDX 分析により微細組織および局所化学組成の分析を行った。超伝導特性は SQUID 磁束計による磁化率測定と交流 4 端子法による抵抗率測定により評価した。

【結果と考察】Sn 添加  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  の合成では、合成時に Sn 板 (厚さ 76  $\mu\text{m}$ , 300  $\mu\text{m}$ ) を用いて Sn 添加を試みたところ、焼成後 Sn 板があった部分が空洞になり Sn が試料全体に分散したことがわかった。構成相を確認したところ主相の  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  のほかに Sn が存在し、図 2 に磁化率の温度依存性を示すように添加方法によらず Sn 添加によって転移がシャープになることがわかった。微細組織の観察結果と合わせると、Sn は添加方法によらず加熱中にペレット全体に拡散し、5 - 10  $\mu\text{m}$  程度の大きさの金属 Sn 粒として分布し、その周囲に  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  が優先的に生成したことが考えられる。900 $^\circ\text{C}$  程度の低温焼成により試料中の実効 F ドーピング量が増加し  $T_c$  が向上すること、および Sn の周囲に  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  が優先的に生成したことから、Sn 粉末を添加した試料に対しより低温での焼成を行った。その結果 750 $^\circ\text{C}$  の低温での焼成でも  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  が生成し、 $T_c$  がやや低く転移もブロードであるが超伝導体積分率が大きい試料が得られ、長時間焼成や再焼成をすることで超伝導特性の改善に成功した。講演では RE サイトの部分置換についても述べる。

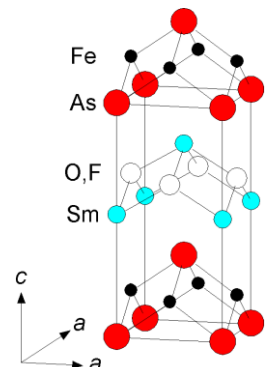


図 1.  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  の結晶構造

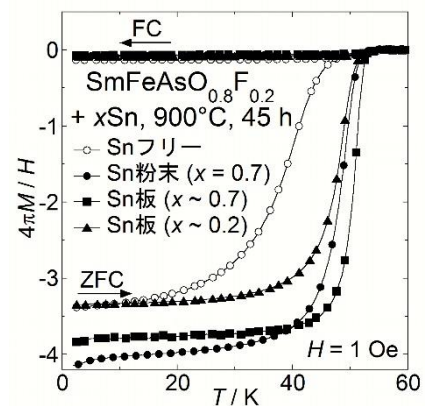


図 2. Sn 添加した  $\text{SmFeAs}(\text{O},\text{F})$  の磁化率の温度依存性

[1] Z. A. Ren *et al.*, *Chin. Phys. Rev. Lett.* **25** (2008) 2215  
 [2] S. J. Singh *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** (2013) 7300605  
 [3] S. J. Singh *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **27** (2014) 085010



## 2次元物質における電界誘起超伝導 Field-induced superconductivity in two-dimensional materials

工学系研究科物理工学専攻岩佐研究室<sup>A</sup>, 京大理<sup>B</sup>, 東大物性研<sup>C</sup>,  
フローニンゲン大<sup>D</sup>, 東北大金研<sup>E</sup>, 理研 GEMS<sup>F</sup>

齋藤 優<sup>A</sup>, 中村康晴<sup>B</sup>, モハマト・サイード・バハラミー<sup>A</sup>, 小濱芳光<sup>C</sup>, 笠原裕一<sup>B</sup>,  
叶劍挺<sup>D</sup>, 徳永将史<sup>C</sup>, 柳瀬陽一<sup>B</sup>, 野島 勉<sup>E</sup>, 岩佐義宏<sup>A, F</sup>

超伝導の研究は、最近までバルクや薄膜の研究が中心であったが、近年 LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> などの異種物質界面で起こる“界面超伝導”が世界中で注目を集めている。こうした中、当研究グループにおいて絶縁層にイオン液体という特殊な電解質溶液を用いた電気二重層トランジスタ (EDLT) を使い、電界誘起超伝導[1]や電子相制御[2]の実現に成功している。この電界誘起超伝導は“有機物/無機物界面”で実現するため、従来の界面超伝導とは一線を画しており、バルク超伝導体・薄膜超伝導体とは異なる様々な物性が期待されている。

本研究では、2次元層状物質である塩化窒化ジルコニウム(ZrNCl)、二硫化モリブデン(MoS<sub>2</sub>)単結晶超薄膜において超極低温で電界誘起超伝導を実現し、さらにその面内・面直方向に対して磁場を印加することで磁場下における詳細な物性を明らかにした。まず、ZrNCl 電界誘起超伝導では超伝導ゆらぎ・BKT 転移・上部部臨界磁場の角度依存性から2次元超伝導であると結論付けた。磁場下で最低温でも広範囲な領域で有限の抵抗が観測された。これは、2次元量子ゆらぎ・ピンニングの弱さに起因する極低温での量子クリープ(磁束の量子トンネリング)と磁束フローの表れであり、ZrNCl 電界誘起超伝導だけでなく、

全てのクリーンな2次元超伝導体の磁場下の基底状態が金属的であるというユニバーサルな結果を示している[3]。一方、MoS<sub>2</sub> 電界誘起超伝導では、パルス磁場を用いてパワリ極限の約5倍に相当する50T以上の面内の上部臨界磁場の観測に成功した。これは強いスピン軌道相互作用を持つMoS<sub>2</sub>単層の構造に起因する面直方向の有効磁場によるvalleyに依存するZeeman型スピン分裂によって超伝導が磁場に対して安定化していることを示唆しており、初めてspin-valley lockingのメカニズムによる上部臨界磁場の増大の直接観測に成功したことを意味している[4]。

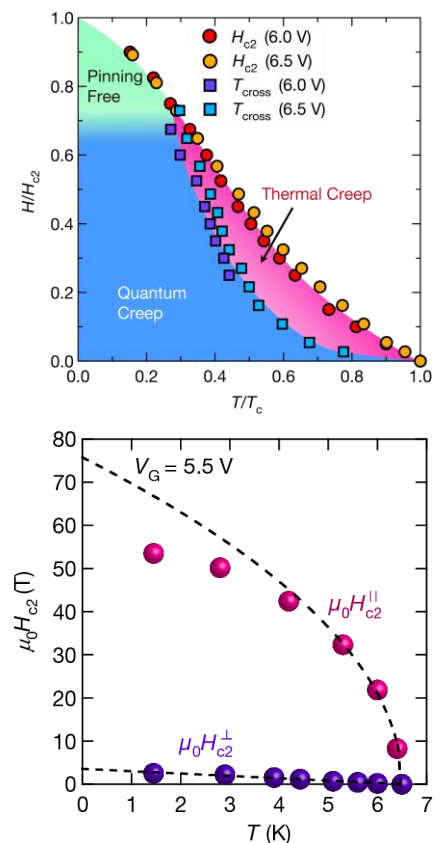


図1. ZrNCl 電界誘起超伝導の磁束相図(上)と MoS<sub>2</sub> 電界誘起超伝導で観測された巨大臨界磁場

[1] K. Ueno *et al.* **7**, 855 (2008).

[2] **Y. Saito** and Y. Iwasa *ACS Nano* **9**, 3192 (2015).

[3] **Y. Saito** *et al.* *Science* **350**, 409 (2015).

[4] **Y. Saito** *et al.* *Nature Physics* **12**, 144 (2016).

## Temperature dependence of the electromotive force in the topological crystalline insulator SnTe induced by spin pumping

1. 東京大学工学系研究科電気系工学専攻田中大矢研究室 2. 筑波大学

山本彬依<sup>1</sup> 山口智也<sup>2</sup> 石川諒<sup>2</sup> 秋山了太<sup>1</sup> 若林勇希<sup>1</sup>  
黒田眞司<sup>2</sup> 大矢忍<sup>1</sup> 田中雅明<sup>1</sup>

The topological crystalline insulators (TCIs), which have gapless metallic surface states (SSs) protected by the mirror symmetry of the crystal, have attracted great attention for spintronics applications. SnTe is a typical and promising TCI, and the topological SSs have been experimentally confirmed by the studies of angle-resolved photoemission spectroscopy and electrical transport [1, 2]. In our previous presentation, we reported the observation of the electromotive force (EMF)  $V$  in the SnTe layer induced by spin pumping at room temperature [3]. However, in our previous study, it was difficult to estimate the spin-to-charge currents conversion efficiency of the SSs because the large conduction in the bulk states at room temperature. Here, we measure the temperature dependence of the EMF in the SnTe layer induced by spin pumping to investigate the spin-to-charge conversion efficiency of the SSs of SnTe. In our spin-pumping experiments, we used a Fe (20 nm) / SnTe (70 nm) bilayer structure grown on CdTe / ZnTe / GaAs (100) substrate by molecular beam epitaxy. The root mean square (RMS) roughness of the SnTe layer was largely improved to 2.3 nm in comparison with that on a BaF<sub>2</sub> (111) substrate used in our previous study (7.6 nm) [2, 3]. At the ferromagnetic resonance (FMR) conditions, the dynamical exchange interaction drives the spin pumping, injecting a pure spin current into the SnTe layer. This gives rise to an EMF in the SnTe layer through the spin-momentum locking [4]. We used a sample with the size of 3 mm × 0.5 mm for our measurements (Fig. 1). The sample was placed near the center of a TE<sub>011</sub> cavity of an electron spin resonance system (microwave frequency: 9.1 GHz). An external magnetic field  $H$  was applied at an angle of  $\theta_H$  with respect to the in-plane  $\langle 110 \rangle$  direction.

As shown in Fig. 1, the measured FMR spectra for  $\theta_H = 0$  and 180 deg showed two FMR peaks due to the magnetic anisotropy of the Fe film [5]. The  $V$ - $H$  curves also exhibited two FMR peaks. The sign of the peaks were changed by reversing the magnetic field direction. This behavior is consistent with the expected behavior of the EMF induced by spin-momentum locking [4]. We measured the temperature dependence of  $V$ - $H$  curves with  $\theta_H = 0$  deg and separated each FMR peak into symmetric Lorentzian and antisymmetric derivative Lorentzian (anomalous Hall) curves [6]. We defined the components of the Lorentzian curves centered at  $\mu_0 H = 56$  and 109 mT as  $V_{\text{sym,l}}$  and  $V_{\text{sym,h}}$ , respectively. The obtained  $|V_{\text{sym,l}}|$  and  $|V_{\text{sym,h}}|$  increased with decreasing temperature below 80 K (Fig. 2). Meanwhile, the resistance  $R$  of the bilayer monotonically decreases with decreasing temperature. These results indicate that  $|V_{\text{sym,l}}|/R$ , which corresponds to the charge current induced in the bilayer by the spin-momentum locking, increases with decreasing temperature below 80 K. This increase in  $|V_{\text{sym,l}}|/R$  suggests an increase of the magnitude of the pure spin current injected into the SnTe layer, or an enhancement of the spin-to-charge current conversion efficiency or the spin diffusion length with decreasing temperature below 80 K.

**Acknowledgements:** This work was supported by Grants-in-Aid for Scientific Research (No. 26103003, 23000010), and the Project for Developing Innovation Systems of MEXT. Part of this work was carried out under the Cooperative Research Project Program of RIEC, Tohoku University.

### References

[1] Y. Tanaka *et al.*, Nat. Phys. **8**, 800 (2012). [2] R. Akiyama *et al.*, Nano Research DOI:10.1007/s12274-015-0930-8 (2015). [3] A. Yamamoto *et al.*, JSAP 2015 Autumn Meeting 14p-2J-18. [4] Y. Shiomi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 196601 (2014). [5] G. A. Prinz *et al.*, J. Appl. Phys. **53**, 2087 (1982). [6] E. Saitoh *et al.*, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).

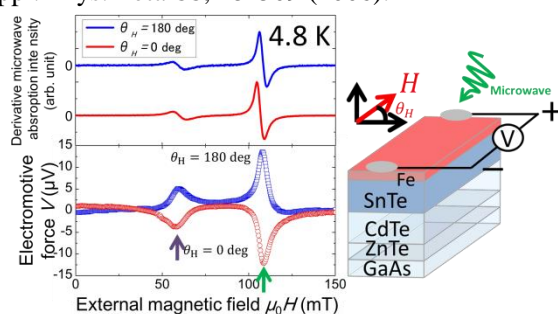


FIG. 1. The FMR spectra and the  $V$ - $H$  curves measured for the Fe / SnTe bilayer with  $\theta_H = 0$  and 180 deg at 4.8 K.

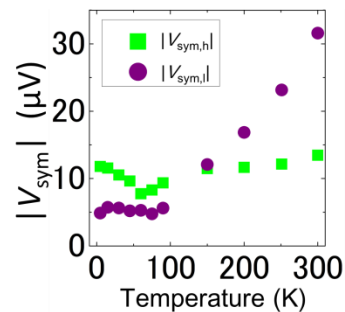


FIG. 2.  $T$  dependence of  $|V_{\text{sym,h}}|$  and  $|V_{\text{sym,l}}|$  with  $\theta_H = 0$  deg.

## 原子ステップを持つトポロジカル絶縁体の *in situ* 輸送特性観測

### *In situ* Measurements of Transport Properties in Topological Insulators with Atomic Steps

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻  
福居直哉、保原麗、高山あかり、秋山了太、長谷川修司

トポロジカル絶縁体(TI)はその表面にスピン偏極したディラックコーン状の電子状態を持つため、盛んに研究がなされている。TI ではキャリアスピンの向きとその運動量が常に直交するため、スピン反転が起こらなければ運動量が逆転する完全後方散乱は禁止される。これは、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  や  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  などの TI 表面における走査トンネル分光測定(STM/STS)による定在波測定によってミクロな現象として検証されてきた[1,2]。しかし、マクロな電気伝導特性の観点からの検証はこれまでなされていない。

本研究では微傾斜 Si(111)基板上にバルクキャリア低減のために  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  に Pb をドーピングした  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Pb}_x)_2\text{Te}_3$  薄膜( $0 \leq x \leq 0.2$ )を成長させ、超高真空独立駆動 4 探針 STM 装置を用いて *in situ* 電気伝導測定を行った。正方 4 探針法による抵抗率測定の結果、ステップ平行方向( $\theta = 0^\circ$ )よりも垂直方向( $\theta = 90^\circ$ )の抵抗率が高いことから(図 1)、TI のキャリアはステップに対して 100% より低い透過率を持つことが判明した。温度依存性は金属的で、ステップ平行方向と垂直方向との差(ステップの抵抗)はほぼ一定であった(図 2)。ステップ抵抗から導いたステップ透過率はフェルミ面にバルク状態が共存するときよりも、表面状態だけのときのほうが高かった。講演では、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  との比較も含めて実験の詳細を示し、これらの測定結果とトポロジカル表面電子状態との関係を議論する。

[1] T. Hanaguri *et al.*, Phys. Rev. B **82**, 081305(R) (2010).

[2] Z. Alpichshev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 016401 (2010).

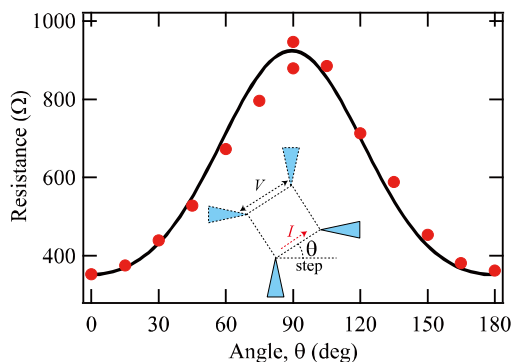


図 1 微傾斜 Si(111) 上の  $(\text{Bi}_{0.80}\text{Pb}_{0.20})_2\text{Te}_3$ -3 QL 薄膜の正方 4 探針抵抗のステップ方向からの角度依存性。

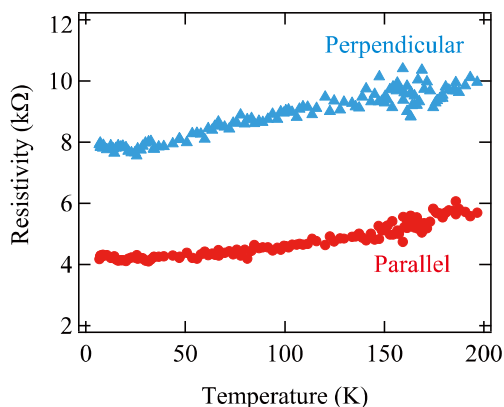


図 2 微傾斜 Si(111) 上の  $(\text{Bi}_{0.80}\text{Pb}_{0.20})_2\text{Te}_3$ -3QL 薄膜のステップ平行、垂直方向の抵抗率の温度依存性。

## 縦型スピ電気二重層トランジスタ Vertical spin electric double layer transistor

工学系研究科 電気系工学専攻 田中・大矢研究室<sup>1</sup>、物理工学専攻 岩佐研究室<sup>2</sup>  
寺田 博<sup>1</sup>、レ デウック アイン<sup>1</sup>、大矢 忍<sup>1</sup>、岩佐 義宏<sup>2</sup>、田中 雅明<sup>1</sup>

A spin metal-oxide-semiconductor field-effect transistor (spin MOSFET [1]) is one of the promising devices for future electronics. In the spin MOSFET, the drain-source current  $I_{DS}$  is modulated by both electric field and magnetization configurations. In previous studies, conventional planer spin MOSFET devices have been studied; however, the magnetoresistance (MR) ratios were very small (0.03% [2], 0.005% [3]). Recently, we have proposed a *vertical* spin MOSFET structure composed of epitaxially grown very thin channel sandwiched between ferromagnetic source/drain, which is preferable for the spin-dependent transport [4]. In our previous study [4],  $I_{DS}$  was modulated by 60% with MR and was modulated by 0.5% with a gate electric field. In this study, to obtain a larger  $I_{DS}$  modulation ratio, we fabricated a vertical spin electric double layer transistor (vertical spin EDLT) structure, which consists of GaMnAs-based mesa diodes, a gate electrode, and ionic liquid, as shown in Fig. 1(a). We reduced the size of the device compared with the one in our previous study to decrease the leak current which flows deeply inside from the surface of the mesas where the modulation of the potential with a gate electric field is weak. In addition, we applied the gate electric field by using ionic liquid, which is preferable to apply higher electric field.

We grew a heterostructure composed of Ga<sub>0.95</sub>Mn<sub>0.05</sub>As (9.2 nm)/ GaAs (11 nm)/ Ga<sub>0.95</sub>Mn<sub>0.05</sub>As (10 nm)/ GaAs: Be (100 nm) on a  $p^+$  GaAs (001) substrate by low-temperature molecular beam epitaxy. After the growth, we fabricated elongated shaped mesas with the size of 500 nm × 50 μm and the comb-shaped drain electrode which is connected to the top of the thirty mesa diodes, as shown in Fig. 1(a). The substrate was used as a source electrode. The gate electrode was deposited on the insulating film placed beside the mesa diodes. The gate electrode and the mesa diodes were covered with electrolyte (DEME-TFSI). By applying a gate-source voltage  $V_{GS}$ , the potential at the surface of the mesas is modulated. As a result,  $I_{DS}$  is modulated by  $V_{GS}$ . As shown in Fig. 1(b), the obtained  $I_{DS}$  decreased with increasing  $V_{GS}$ , and the modulation ratio  $\{I_{DS}(V_{GS} = -3 \text{ V}) - I_{DS}(V_{GS} = 0 \text{ V})\}/I_{DS}(V_{GS} = 0 \text{ V})$  reaches 17.6% when  $V_{DS} = 10 \text{ mV}$ , at 3.8 K. This is much higher than that obtained in the previous report on the vertical spin-MOSFET. We measured the tunnel magnetoresistance (TMR) varying the in-plane magnetic field angle (Figs. 1(c) and 1(d)). We found unexpected behavior that the anisotropy of the TMR (i.e. the shape of the pattern in Figs. 1(c) and 1(d)) changes with  $V_{GS}$ . In the presentation, we discuss the origin of the change of the magnetic anisotropy induced by the gate electric field.

This work was partly supported by Grants-in-Aid for Scientific Research, Project for Developing Innovation Systems of MEXT.

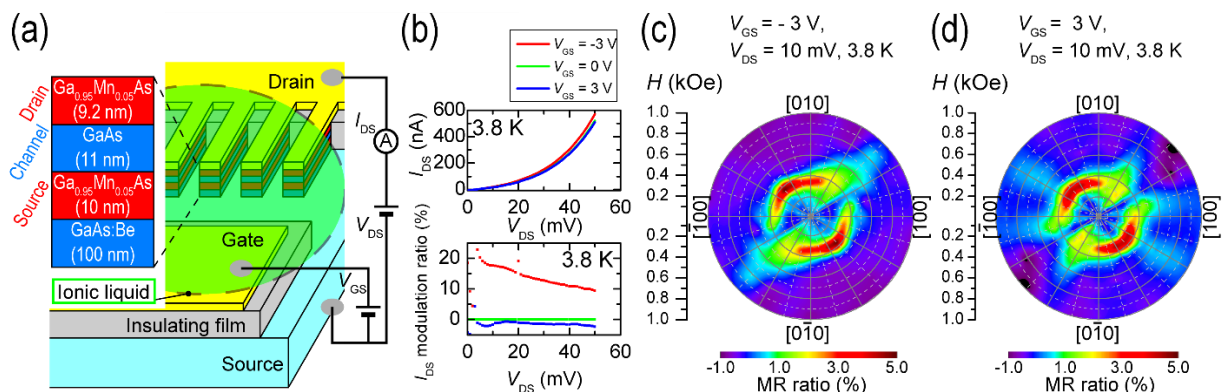


Figure 1(a) Schematic illustration of the device structure. (b)  $I_{DS}$ - $V_{DS}$  characteristics at  $V_{GS}$  of -3 V, 0 V, and 3 V. (c) (d) Color contour plot of the TMR with the various in-plane magnetic field directions (at  $V_{DS} = 10 \text{ mV}$ ) at  $V_{GS} = -3 \text{ V}$  (c) and at  $V_{GS} = 3 \text{ V}$  (d). All data were obtained at 3.8 K.

[1] S. Sugahara and M. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **84**, 2347 (2004). [2] R. Nakane, T. Harada, K. Sugiura, and M. Tanaka, Jpn. J. Appl. Phys. **49**, 113001 (2010). [3] T. Sasaki *et al.*, Phys. Rev. Applied **2**, 034005 (2014). [4] T. Kanaki, H. Asahara, S. Ohya, and M. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **107**, 242201 (2015).

## 単層グラフェンにおけるランダウ準位の 超高速非線形テラヘルツ応答

### Ultrafast nonlinear terahertz response of Landau levels in monolayer graphene

理学系研究科物理学専攻・島野研究室<sup>1</sup> 低温センター・研究開発部門<sup>2</sup>  
湯本郷<sup>1</sup>, 松永隆佑<sup>1</sup>, 島野亮<sup>1,2</sup>

炭素原子が蜂の巣状に二次元配列した単層グラフェン中の電子は、そのエネルギーは結晶運動量に比例し、相対論的粒子である質量ゼロ・ディラック粒子とみなすことができる。単層グラフェンに垂直に磁場を印加すると、通常の二次元電子系における磁場に比例した等間隔のランダウ準位とは異なり、ディラック電子系に特徴的な  $B^{1/2}$  に比例した非等間隔なランダウ準位が形成される。このランダウ準位間の双極子モーメントは非常に巨大になり、ランダウ準位間エネルギーに相当するテラヘルツ (THz) 帯や中赤外領域において大きな非線形光学効果が発現することが予測されている[1]。近年の高強度テラヘルツ波パルス電場に対しては、ラビ周波数がランダウ準位間隔程度になる非摂動論的な領域に到達できると期待されるが、高速のオージェ過程によるランダウ準位間緩和が存在することも報告され[2]、ランダウ量子化したグラフェンのキャリアダイナミクス、非線形光学応答には未解明な点が多い。

そこで我々はランダウ準位間遷移に起因する非線形 THz 応答を調べるため、SiC 基板上にエピタキシャル成長した単層グラフェンを対象に、磁場下での THz ポンプ-THz プロブ分光を行った。図 1 (a) に示すように、ポンプ THz 周波数はランダウ準位  $LL_2$ - $LL_3$  間エネルギーより低く、非共鳴な励起に対応している。温度 5 K、磁場 5 T での差分透過率スペクトルを図 1 (c) に示す。モノサイクル THz ポンプパルス照射中に、 $LL_2$ - $LL_3$  間のランダウ準位間遷移に対応する周波数での吸収がほぼ消失する様子が観測された。この吸収消失信号には、入射ポンプパルスにはほぼ追従する早い応答成分と、3 ps 程度の緩和成分が存在することがわかった。発表ではその詳細について報告する。

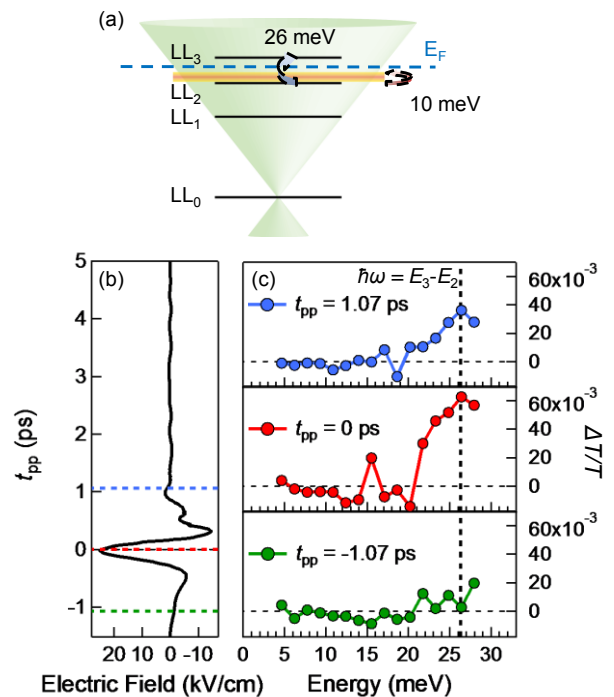


図 1 : (a)単層グラフェンにおけるランダウ準位。矢印はそれぞれ  $LL_2$ - $LL_3$  間ランダウ準位エネルギー(26 meV)とポンプ THz スペクトルバンド幅(10 meV)を示す。(b)ポンプ THz 時間波形。(c)入射プロブ THz 電場に平行な偏光成分の各ポンプ・プロブ遅延時間  $t_{pp}$  における差分透過率スペクトル。縦の点線は  $LL_2$ - $LL_3$  間ランダウ準位エネルギーを示している。

[1] X. Yao et al., PRL 108, 255503 (2012).

[2] M. Mittendorff et al., Nature Phys. 11, 75 (2015).

## P-23 ツイストした三角格子層からなる新層状酸化物薄膜の作製

### Synthesis of a New Layered Oxide Film Composed of Twisted Triangular-Lattice Layers

工学系研究科・物理工学専攻・川崎研究室

○大羽 健太、打田 正輝、大内 祐貴、小塚 裕介、川崎 雅司

【背景】 層状酸化物は、各層を構成する元素の種類や堆積の仕方をデザインすることで、様々な魅力的な電子機能を発現する。CdI<sub>2</sub>型の三角格子から成る CoO<sub>2</sub>・RhO<sub>2</sub>層を構成要素とした層状コバルト・ロジウム酸化物はその一例であり、Na<sub>x</sub>CoO<sub>2</sub>が優れた熱電特性を示すことが報告されて以降、高い熱電変換効率を持つ材料として精力的に研究が行われてきた。本研究では、新たに合成に成功した Bi-Rh-O 層状物質について紹介し、層状酸化物のデザインにおける新たな自由度として「ツイスト角」の利用を提唱する。

【実験と結果】 パルスレーザー堆積法を用いて Bi-Rh-O 層状物質の薄膜作製を行った。薄膜の断面を観察した透過型電子顕微鏡像(Fig. 1(a))によると、この薄膜は Rh と Bi から成る 2 種類の三角格子層で構成されており、Rh モノレイヤー(Fig. 1(b))と Bi バイレイヤー(Fig. 1(c))が交互に積層していることが確認できる。Rh 層は MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 基板と格子整合し、投影方向に対して点状に見えている一方、Bi 層は線状に見えていることから Rh 層とは異なる面内結晶軸を持っていることがわかる。インプレーン逆格子 X 線マッピング(Fig. 2(a))では、MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 基板に対してツイスト角( $\theta = 19.1^\circ$ )だけ回転した位置に回折ピークが観測されている。また、一連の構造解析の結果を用いた回折パターンのシミュレーション(Fig. 2(b))は、観測されたものとよく一致している。Bi 層は Rh 層に対して  $\pm\theta$  だけ回転して堆積しており、回転する向きによって 2 つのドメインが存在することを示している。

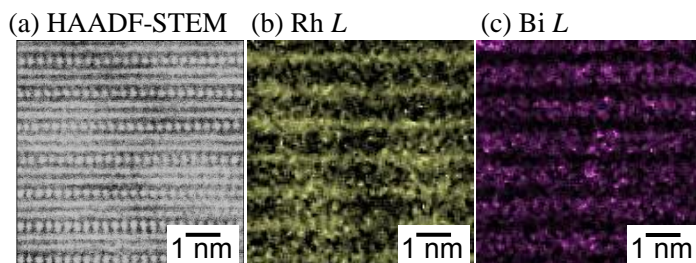


Fig. 1: (a) Scanning transmission electron microscopy image, and corresponding energy dispersive x-ray spectrometry mapping for (b) Rh L and (c) Bi L edges.

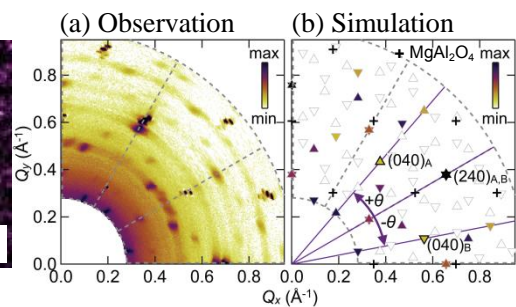


Fig. 2: (a) Observed and (b) simulated in-plane reciprocal space mapping of the new layered oxide film.

## グラファイト表面における量子ホール端状態と 磁場中ジグザグ端状態の STS 観測

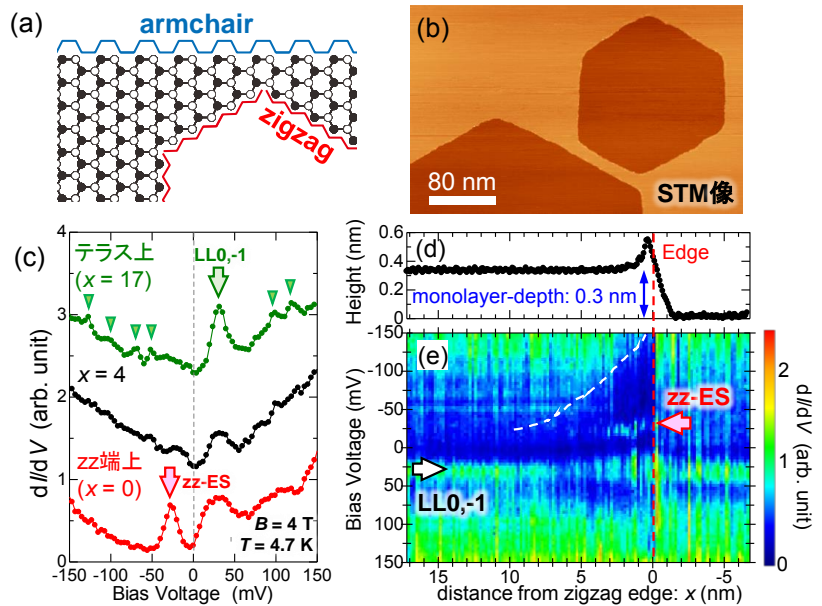
### STS Observations of the Zigzag Edge States and Quantum Hall Edge States at Graphite Surfaces

理学系研究科・物理学専攻・福山研究室<sup>A</sup>、低温センター<sup>B</sup>

佐藤秀樹<sup>A</sup>、松井朋裕<sup>A</sup>、福山 寛<sup>A,B</sup>

グラフェンは炭素原子のみからなる 1 原子層シートであり、特異な半整数量子ホール効果を示す。グラフェンの端にはジグザグ(zz)端とアームチェア(ac)端の 2 種類があるが(図(a))、zz 端にのみゼロエネルギーに局在電子状態(zz-ES)が存在することが知られている[1]。一方、磁場中ではやはりゼロエネルギーに常に Landau 準位(LL0)が存在する。そのため、半導体中の 2 次元電子系などで知られる量子ホール端状態が zz 端近傍でどのように振る舞うかは自明でない。理論的には、LL0 は ac 端では電荷密度が減少し、zz 端では逆に増加すること、それらの空間変化は磁気長で規格化されることなどが予測されている[2,3]。本研究ではこの問題を調べるため、グラフェンが多数積層したグラファイトの表面に水素プラズマエッチング法で単原子層深さの六角形ナノピットを多数作成し(図(b)(d))、それら水素終端された zz 端近傍で低温高磁場中の走査トンネル分光測定を高い統計性のもとで行った。

テラス上で LL は微分トンネルコンダクタンス( $dI/dV$ )のピークとして現れるが(図(c)緑) [4]、zz 端に近づくると LL は不鮮明になり、zz-ES が現れる様子が観測された(図(c)赤)。得られたトンネル分光データを zz 端からの距離に対してカラーマップした図(e)を見ると、最低次の Landau 準位(LL0,-1)の状態密度が zz 端に向かって一旦減衰した後、再び増加する様子が分かる。一方、高次の LL は指数が大きいほどより端近くで減衰し、図中破線で示す扇形コントラストを示す。また、この減衰長は磁気長で規格化できる。以上の結果は理論予測[2,3]とも一致する。しかし、zz-ES は Fermi 準位をまたいで  $\pm 20$  meV のエネルギー範囲に渡って場所により変化し(端に沿っての変化の長さスケールは 10~20 nm)、図(c)(e)のように LL0,-1 のエネルギーとは必ずしも一致しない。それにも関わらず、LL0,-1 が zz 端近傍で強度を回復するのは不思議である。これには下地層との相互作用が影響しているのかもしれない。



[1] Y. Niimi *et al.*, PRB **73**, 085421 (2006).

[2] M. Arikawa *et al.*, PRB **78**, 205401 (2008).

[3] D. A. Abanin *et al.*, Solid State Commun. **143**, 77 (2007).

[4] T. Matsui *et al.*, PRL **94**, 226403 (2005).

## P-25

# Roquin-2 とステムループ RNA 複合体の X 線結晶構造解析 X-ray crystal structure analysis of Roquin-2 and its complex with stem-loop RNA

薬学系研究科・薬科学専攻・蛋白構造生物学教室

櫻井駿也・大戸梅治・清水敏之

細胞内における mRNA レベルは、様々なメカニズムで制御されている。その 1 つとして RNA を積極的に分解する機構が挙げられる。転写や炎症、免疫の制御に重要なタンパク質をコードする mRNA の多くが、その 3'非翻訳領域に CDE (Constitutive Decay Element) と呼ばれる mRNA の分解に関わる配列を持っている。CDE は 3 塩基からなるトリループ部分とその両端のステム部分からなるステムループ構造を形成する。Roquin タンパク質(Roquin-1、Roquin-2)は CDE のステムループ構造を認識し、mRNA のデキャッピングや脱アデニル化を行う酵素をリクルートすることで、mRNA の分解を促進するタンパク質である。本研究では Roquin-2 の単体及び CDE RNA との複合体の結晶構造から Roquin-2 による RNA 認識機構を解明することを目的とした。

本研究ではヒトの Roquin-2 を対象とし、RNA を認識する ROQ ドメイン領域(アミノ酸残基 171-321)を同定し、その単体構造を 2.7 Å、ヒト Roquin-2 CDE 由来の RNA (17-nt)との複合体構造(図 1)を 1.6 Å の分解能で決定した[1]。液体窒素を用いて結晶を凍結し、X 線回折実験中は窒素気流によって結晶の温度を 100 K に維持することで、結晶の X 線損傷を最小限に抑えた。単体と RNA 複合体の構造はよく一致しており、3 つの  $\alpha$  ヘリックスと 3 つの  $\beta$  ストランドからなる winged helix 構造を有していた。RNA はステムループ構造を形成して、Roquin-2 の正電荷を帯びた溝に結合していた。ステムループ RNA を構成するループ部分とステム部分は、それぞれ Roquin-2 と特徴的な相互作用を形成していた。また、Roquin-2 と RNA の間の空間には多数の水分子が存在しており、これらは RNA の認識に寄与していた。Roquin-1 のステムループ RNA との複合体の結晶構造と比較すると、Roquin-1 と Roquin-2 の構造は非常によく一致し、RNA の結合様式も共通していた。Roquin-2 の結晶構造解析によって Roquin タンパク質の RNA 認識機構が高度に保存されていることが明らかになり、このことは 2 つの Roquin タンパク質が協調して mRNA の分解に関与していることを示唆している。

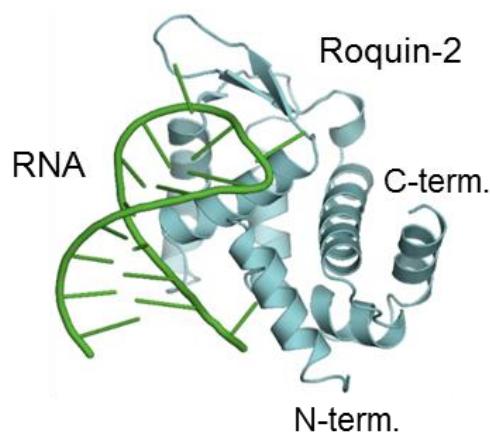


図 1. ヒト Roquin-2/Roquin-2 CDE RNA 複合体構造

[1]Sakurai S, Ohto U, Shimizu T. Acta Crystallogr F. 71 (2015)



## P-26

# センチネルリンパ節の探索に用いる永久磁石型磁気プローブの開発 及びリンパ節内の磁気ナノ粒子量の測定

## Development of magnetic probes with a permanent magnet for sentinel lymph node detection and quantification of magnetic nanoparticles in lymph nodes

工学系研究科バイオエンジニアリング専攻 関野研究室

大橋開智 塩澤幹雄 武井寛幸 中村清吾 中川貴之

佐伯亘平 隣真一 斎藤逸郎 日下部守昭 関野正樹

乳がんの治療では、転移の有無に応じて最適な手術方法を選択するために、転移の指標となるセンチネルリンパ節（SLN）を探索して組織学的に検査する必要がある。従来の放射性同位体を用いた探索法では被ばく対策が問題であり、磁気ナノ粒子（MNPs）と磁気プローブを用いた探索方法が開発された。我々は、体内投与後に SLN に取り込まれた MNPs を永久磁石と小型の IC ホールセンサで磁氣的に検知することで SLN を探索する磁気プローブを開発し、臨床評価も進めている[1]。開発した磁気プローブを図 1 に示す。非磁性シャフト先端に固定したホールセンサを、円筒形リング状のネオジム磁石による磁場影響がゼロの点に設置した。MNPs が磁気検知部分に近づくと永久磁石により磁化されて磁場を生成し、付近の磁場を変化させる。この変化をホールセンサが検知して MNPs を捕捉する仕組みである。

臨床評価では、磁気プローブにより体内の MNPs を検知することで、SLN の検出に成功した。また低温センターの SQUID 磁化測定装置を利用して、臨床で摘出した SLN 内部の MNPs 蓄積量を測定した結果、SLN には約  $5\mu\text{L}$  の MNPs が蓄積していることがわかった。さらに、マウスのリンパ節を用いた至適投与部位に関する基礎的試験での MNPs 蓄積量を測定した。MNPs の投与部位は腫瘍内と皮下での比較を行い、MNPs がリンパ節へ到達した量を磁化測定で調べたところ腫瘍内投与はリンパ節への蓄積が見られず、腫瘍周辺の皮下投与が至適投与部位であることがわかった[2]。

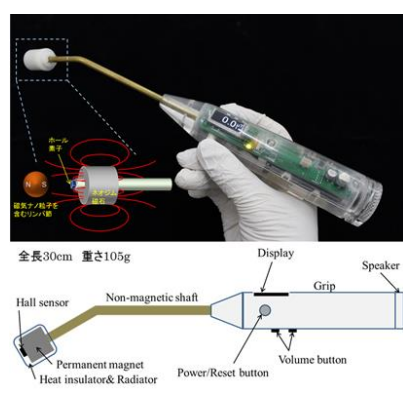


図 1. 開発した磁気プローブ

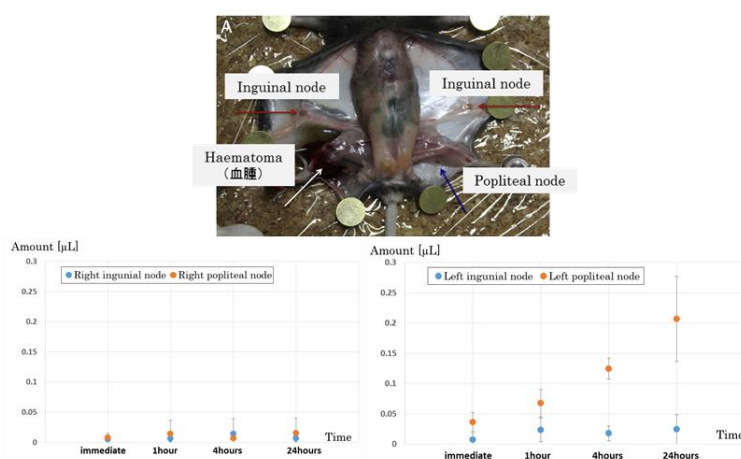


図 2. マウスのリンパ節の磁化測定結果

[1] 大久保哲, 井上雄介, キムドンミン, 大崎博之, 益子裕介, 日下部守昭, 関野正樹; 電気学会マグネティックス医用・生体工学合同研究会資料, MAG-12-125, MBE-12-94 (2012)

[2] Muneer Ahmed, Taeseong Woo, Kaichi Ohashi, Toshiki Suzuki, Akiko Kaneko, Atushi Hoshino, Ali Zada, Rose Baker, Michael Douek, Moriaki Kusakabe, Masaki Sekino; Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine, 2015

P-27

# 糸状菌由来新規多機能型非ヘム鉄ジオキシゲナーゼの X線結晶構造解析 Crystal Analysis of AusE, a Dioxygenase Constructing a Complex Structure of Austinol

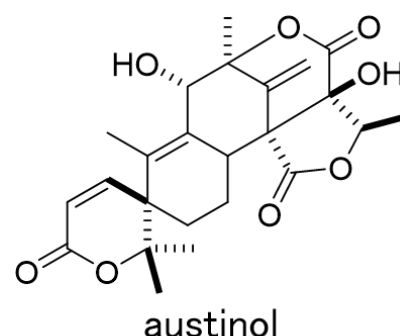
薬学系研究科天然物科学教室

中嶋優<sup>1</sup>、森貴裕<sup>1</sup>、松田侑大<sup>1</sup>、千田美紀<sup>2</sup>、千田俊哉<sup>2</sup>、阿部郁朗<sup>1</sup>

1 東大院薬、2 高エネ研

## 【目的】

糸状菌 *Aspergillus nidulans* の生産する austinol はポリケタイドと farnesyl 基由来のテルペノイドからなる特異なハイブリッド型化合物 (メロテルペノイド) である。Austinol 生合成遺伝子クラスター内に存在する、新規多機能型非ヘム鉄ジオキシゲナーゼ AusE は austinol 生合成中、スピロラクトン環の構築など、テルペン骨格形成における、一連の、位置選択的、立体特異的酸化反応を触媒する<sup>1</sup>。この反応の詳細なメカニズムを解明すべく、X線結晶構造解析に着手した。



## 【方法・結果】

AusE を大腸菌に異種発現させ、原理の異なる複数のカラムを用いて精製した。精製した酵素について結晶構造解析を試みた結果、AusE と Mn<sup>2+</sup>の複合体構造を 2.9 Å の分解能で決定した。酵素の全体構造は他のジオキシゲナーゼと同様な jerry roll フォールディングを有しており、活性中心のアミノ酸残基、His130、Asp132、His214 の位置もよく保存されていた。活性残基には Mn<sup>2+</sup>が配位しており、この部位に基質が結合し、反応が進行する事が推測される。現在、基質との複合体構造の取得、ホモログ酵素の結晶化を試みると同時に、周辺アミノ酸残基に変異を導入し、活性部位を構成するアミノ酸残基の反応への寄与を検討しているところである。

---

[1] Matsuda, Y., Awakawa, T., Wakimoto, T., and Abe, I. *J. Am. Chem. Soc.* **135** 10962 (2013)

## クラビゲリン類の不斉合成と絶対立体配置の決定

## Asymmetric syntheses of Clavigerins and determination of absolute configuration

東京大学大学院 農学生命科学研究科 応用生命化学専攻 有機化学研究室  
柿本 望、石神 健、渡邊 秀典

昆虫摂食阻害活性物質とは昆虫の摂食行動を停止させ餓死に至らしめるという、既存の殺虫剤とは全く異なる作用機構を有する物質であり、新たな農薬のシーズとして期待されている。Clavigerin 類は衣類害虫であるコイガやカツオブシムシの幼虫に対し、きわめて低濃度で摂食阻害活性を示すセスキテルペンである<sup>[1,2]</sup>。そのため、人畜への害が少ない新規農薬として期待できるが、構造と活性の相関関係や阻害機構について不明な点が多く、またその絶対立体配置も未決定であることから化学合成を含む基礎研究が求められている。このような背景のもと、我々は本化合物群の合成法の確立と未決定である絶対立体配置の決定を目指し合成研究に着手した。

ラセミ体ラクトン **1** に対して Ireland Claisen 転位反応を行いビシクロ[3.1.1]ヘプテン骨格を有するカルボン酸 **2** を合成した後、L-プロリノールを用いたジアステレオマー法による光学分割を行い、**3** および **4** を得た。得られた両ジアステレオマーを用い、artifact を含む一連の Clavigerin 類の両鏡像体を合成し、天然物の絶対立体配置が **5**~**8** に図示した通りであると決定することに成功した。

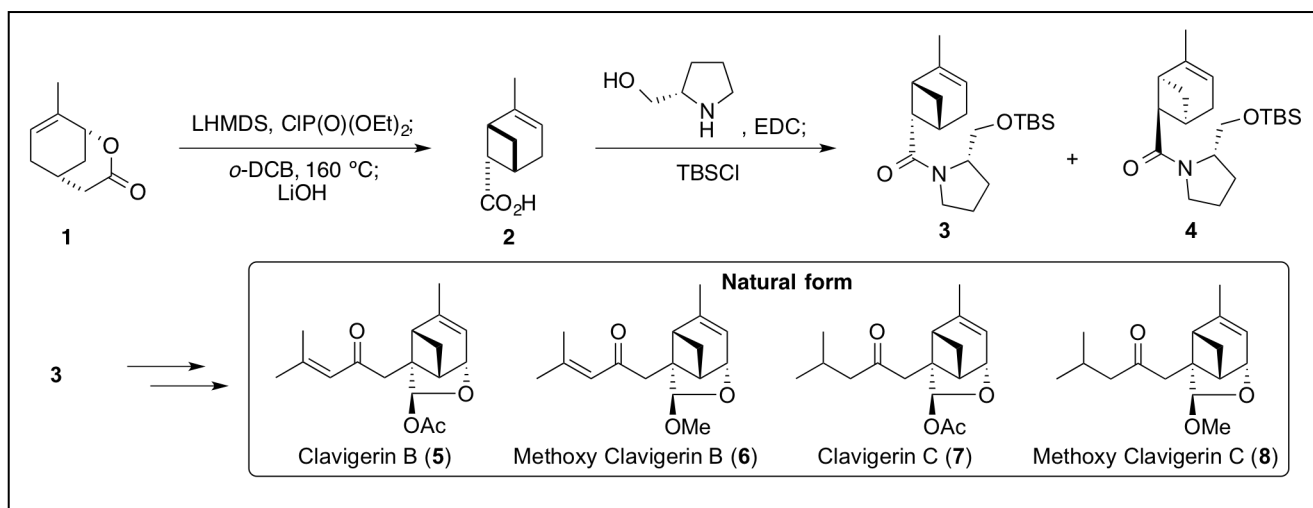


図 1. Clavigerin 類の不斉合成 (概略)

[1] N. B. Perry. *et al.*, *Tetrahedron Lett.*, **2003**, *44*, 1651 [2] Y. Asakawa. *et al.*, *J. Nat. Prod.*, **2008**, *71*, 258

# 脂質による GPCR の活性制御機構 Elucidation of the signal regulation mechanism of GPCRs under physiological lipid bilayer environments

薬学系研究科 生命物理化学教室

水村 拓也、近藤 啓太、幸福 裕、上田 卓見、嶋田 一夫

G タンパク質共役型受容体 (GPCR) は、細胞外のリガンドを受容して細胞内にシグナルを伝達することにより、神経伝達、炎症反応、免疫応答などの重要な生理現象を担う膜タンパク質である。GPCR の活性は、生体膜において 0-50 % の範囲で濃度が変動するドコサヘキサエン酸 (DHA) によっても制御される。しかし、DHA により GPCR の活性が制御される機構は不明である。この原因は、組成を制御した脂質膜環境下における GPCR の活性や立体構造を解析する適切な手法がないことである。そこで本研究では、代表的な GPCR であるアデノシン A<sub>2A</sub> 受容体 (A<sub>2A</sub>AR) を、脂質組成を制御した状態で再構成リポタンパク質 (rHDL、図 1) の脂質二重膜に再構成したうえで、その活性や動的構造を解析することにより、DHA による GPCR の活性制御機構を解明することを目的とした。

まず、酵母発現系にて調製した A<sub>2A</sub>AR を様々な脂質組成の rHDL に再構成して、共役する G タンパク質の GDP/GTP 交換速度を指標としたシグナル伝達活性の脂質依存的变化を調べた (図 2)。その結果、A<sub>2A</sub>AR のシグナル伝達活性は DHA 濃度が高いほど高くなること、DHA アナログ分子であるアラキドン酸 (ARA) 依存的には変化しないことが明らかとなった。

続いて、DHA 依存的な A<sub>2A</sub>AR の構造変化を調べた。メチオニン側鎖メチル基を選択的に <sup>13</sup>C 標識した A<sub>2A</sub>AR を、様々な脂質組成の rHDL に再構成して、<sup>1</sup>H-<sup>13</sup>C HMQC スペクトルを測定した。その結果、細胞内領域に存在する M48, M98, M106, M193 の NMR シグナルは、アゴニスト結合状態では広幅化していることがわかった。このことから、アゴニスト結合状態 A<sub>2A</sub>AR の細胞内領域は複数のコンホメーションの間の平衡状態にあることが示唆された。さらに、M106 シグナルが DHA 非存在下と比較して DHA 存在下で <sup>1</sup>H および <sup>13</sup>C 方向に高磁場シフトしており、この M106 シグナルの DHA 依存的变化は ARA 依存的变化よりも顕著だった (図 3)。このことから、DHA はアゴニスト結合状態 A<sub>2A</sub>AR の細胞内領域に存在する平衡状態の交換速度や量比を変化させることによって、A<sub>2A</sub>AR のシグナル伝達活性を制御していることが示唆された (図 4)。

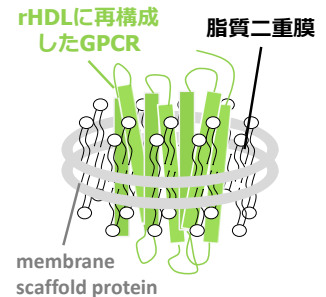


図 1. rHDL の模式図。

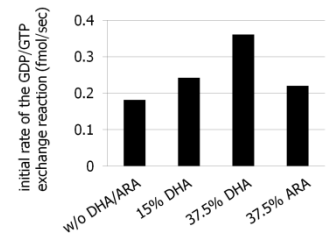


図 2. 脂質依存的な A<sub>2A</sub>AR の活性変化。

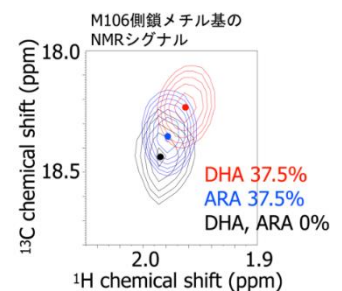


図 3. M106 シグナルの脂質依存的变化。

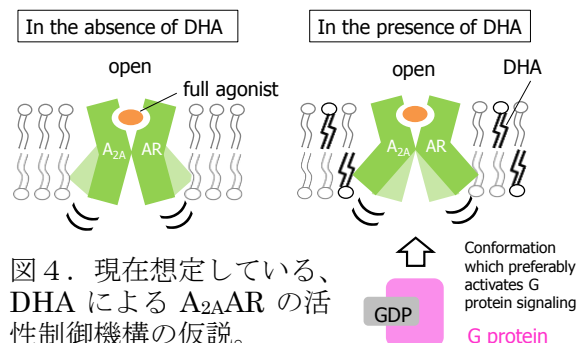


図 4. 現在想定している、DHA による A<sub>2A</sub>AR の活性制御機構の仮説。

## Glabramycin B 及び類縁体の合成と構造訂正

### Synthesis and structural revision of Glabramycin B and analog

東京大学大学院 農学生命科学研究科 応用生命化学専攻 有機化学研究室  
山本将起、石神 健、渡邊秀典

(目的) Glabramycin B はカビ類 *Neosartorya glabra* の培養液から単離されたポリケチドである。本化合物はリボソームタンパク質 S4 を標的とするスクリーニングにより発見されたが、その詳細な作用機序は未解明である。また立体化学について  $^1\text{H-NMR}$  における結合定数により部分的な相対立体配置が提唱されているのみでありその詳細については決定されていない。我々は類縁化合物とのスペクトルデータの比較により、提唱構造とは 11 位の立体化学が異なる Glabramycin B の構造を独自に推定した。本推定構造の合成による Glabramycin B の全立体化学の決定を目的として研究を開始した。

(方法・結果) パン酵母を用いた還元により得られる光学活性なヒドロキシエステルを出発原料とし、位置及び立体選択的なアルキル化、マクロラクトン化、クロスカップリング反応を用いて推定構造を有する化合物の合成を行った。合成した化合物の NMR スペクトルは天然物のものと良い一致を示した。また、立体化学の未決定であった 20 位の異性体や、提唱されていた立体化学を有する三環性化合物も同様の方法にて合成を行ったが、これらの NMR スペクトルは天然物のものと大きく異なっていた。以上の結果より、天然物の真の立体化学は、我々の提唱した化合物のものであると決定した<sup>[1]</sup>。

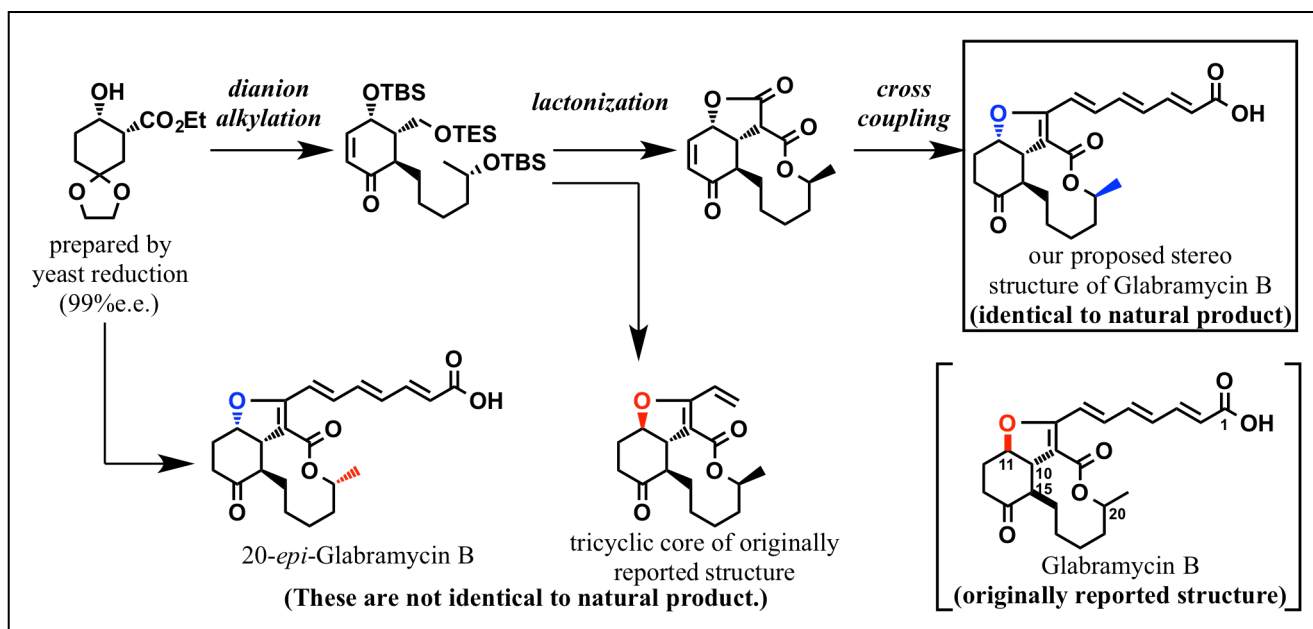


図 1 . Glabramycin B 及び類縁体の合成 (概略)

[1] K. Ishigami, M. Yamamoto, H. Watanabe, *Tetrahedron Letters*, **2015**, 56, 6290–6293.

## Co-Si 置換希土類鉄ガーネット薄膜における クラスターガラス状態とメモリ効果

### Cluster glass behaviors and memory effect in Co-Si co-substituted rare-earth iron garnet thin films

工学系研究科・バイオエンジニアリング/電気系工学専攻・田畑研究室

山原 弘靖、村田 哲也、那須 英和、関 宗俊、田畑 仁

近年、電荷の流れを伴わないスピンの流れ（スピン波）を利用したスピントロニクスが注目されている。希土類鉄ガーネット（RIG）は低いダンピング定数を有することからスピン波材料としての応用が期待されている。一方、我々は RIG の一部を非磁性元素や強い磁気異方性を有する元素で置換することで、スピン配列にランダムネスとフラストレーションを導入した（クラスター）スピングラス相（SG）に注目している[1]。SG は低温においてスピンのランダムに凍結した状態をとり、メモリ効果と呼ばれる温度・磁場・光等の外場に対する特徴的な履歴現象を示すことが知られている。そのモデル式は神経回路網におけるニューロンの発火現象との類似性が指摘されており、SG の磁気情報を逆スピンホール効果によって電氣的に検出することで脳機能を模倣した記憶素子の実現を目指している。これまでに  $\text{LuFe}_{5-2x}\text{Co}_x\text{Si}_x\text{O}_{12}$ （LFCS）についてその光メモリ効果およびシナプスを模倣した長期増強現象を報告している[2]。

本研究では組成の異なる LFCS 薄膜（ $x = 0, 0.1, 0.5$ ）をパルスレーザー堆積法（PLD 法）によって作製し、低温センター共同設備・超伝導量子干渉計（SQUID）によってクラスターガラス相の存在を明確にするるとともに熱履歴に対するメモリ効果を調べた。LFCS 薄膜（ $x = 0.5$ ）は交流磁化率の温度依存性において 190 K 付近に明確なカブスを示し、その周波数応答  $k = \Delta T_G / T_G \Delta (\log_{10} f) \sim 0.01$  から低温域においてクラスターガラス相の存在を示している（図 1(a)）。また、180 K（ $< T_G$ ）においてエージング処理を施した後、昇温過程の磁化率を計測した結果、エージング温度において明確な磁化変化が見られた（図 1(b)）。これはスピングラスに特徴的なメモリ効果が現れたと解釈できる。

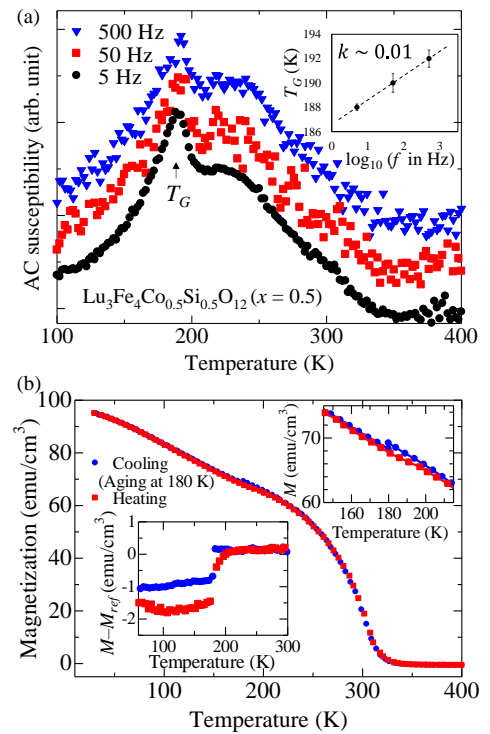


図 1.  $\text{LuFe}_4\text{Co}_{0.5}\text{Si}_{0.5}\text{O}_{12}$  薄膜における (a) 交流磁化率の温度依存性、(b) 180 K にエージング過程を伴うメモリ効果

謝辞 本研究の一部は科研費基盤研究 S「生体ゆらぎに学ぶゆらぎエレクトロニクス」および(独)日本学術振興会の「研究拠点形成事業 (A.先端拠点形成型)」の助成を得て遂行された。

[1] H. Yamahara et al. J. Appl. Phys. **118** 063905 (2015)

[2] M. Adachi et al. Appl. Phys. Express, **8** 043002 (2015)

## 層状シアノ架橋型金属集積体の熱安定性と磁気物性 Thermal stability and magnetic property of a layered cyanide-bridged metal assembly

理学系研究科化学専攻大越研究室

中林耕二・シモン ホラジー・宮本靖人・大越慎一

シアノ架橋型金属集積体は、構成成分となる遷移金属イオン、溶媒分子、有機配位子などを組み合わせることにより、様々機能性を持った磁性体を構築することが可能である。当研究室では、これまでに光に応答する磁性体やプロトン伝導を示す磁性体などを報告している。本発表では、高い耐熱性を示す層状シアノ架橋型金属集積体  $\text{Cs}_4\text{Co}^{\text{II}}[\text{W}^{\text{V}}(\text{CN})_8]\text{Cl}_3$  (**CsCoW**) の高温および低温における結晶構造、磁気特性について報告する。

層状シアノ架橋型金属集積体 **CsCoW** は、オクタシアノタングステン酸セシウム  $\text{Cs}_3[\text{W}^{\text{V}}(\text{CN})_8]$  水溶液を塩化コバルトアセトン溶液にゆっくり拡散させることにより、単結晶として得られる。本化合物の単結晶は 90 K および 473 K において安定であり、単結晶 X 線構造解析より、どちらの温度においても同様の層状構造を有してことが明らかになった (図 1)。各金属イオンはシアノ基で架橋された 2 次元シート構造

$\{\text{Co}^{\text{II}}[\text{W}^{\text{V}}(\text{CN})_8]\text{Cl}_3\}^{4-}$  を形成し、それらがセシウムカチオンを層間に巻き込む形で積層していた。することにより層状構造を有することが明らかになった。また、液体ヘリウムを用いた磁化測定より、25 K 以下において反強磁性転移を示し、外部磁場印加により反強磁性から強磁性へ変化するメタ磁性的挙動を示すことが明らかになった。メタ磁性の起源は、2 次元シート内で強磁性秩序が起こり、その強磁性シート間は互いに反強磁性的に配列するような磁気秩序を形成し、外部磁場により反強磁性相から強磁性相に転移することに由来すると考えられる。

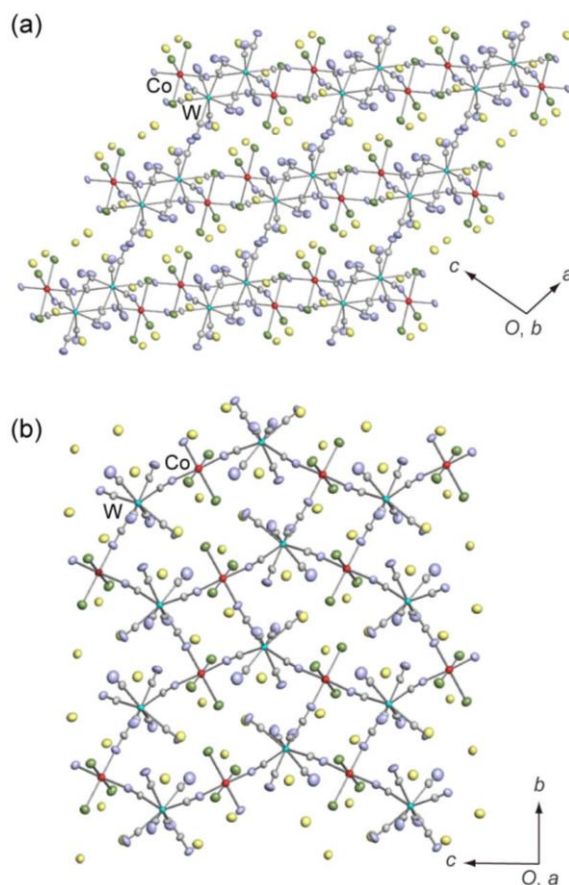


図 1. 473 K における **CsCoW** の結晶構造  
(a)  $b$  軸方向, (b)  $a$  軸方向

[1] S. Ohkoshi, K. Imoto, Y. Tsunobuchi, S. Takano, H. Tokoro, *Nature Chemistry*, 3, 564 (2011).

[2] S. Ohkoshi, K. Nakagawa, K. Tomono, K. Imoto, Y. Tsunobuchi, H. Tokoro, *J. Am. Chem. Soc.*, 132, 6620 (2010).

[3] K. Nakabayashi, S. Chorazy, D. Takahashi, T. Kinoshita, B. Sieklucka, S. Ohkoshi, *Cryst. Growth Des.*, 14, 6093 (2014).

## P-33 Room-temperature local ferromagnetism and its nanoscale domain growth in the ferromagnetic semiconductor $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$

Yuki K. Wakabayashi,<sup>1</sup> Shoya Sakamoto,<sup>2</sup> Keisuke Ishigami,<sup>2</sup> Yukio Takahashi,<sup>2</sup> Yukiharu Takeda,<sup>3</sup> Yuji Saitoh,<sup>3</sup> Hiroshi Yamagami,<sup>3</sup> Atsushi Fujimori,<sup>2</sup> Masaaki Tanaka,<sup>1</sup> and Shinobu Ohya<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Department of Electrical Engineering and Information Systems, The University of Tokyo

<sup>2</sup>Department of Physics, The University of Tokyo <sup>3</sup>Synchrotron Radiation Research Unit, JAEA

Group-IV-based ferromagnetic semiconductor (FMS)  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$  is expected to become efficient spin injectors and detectors in group-IV-based semiconductor devices, because it can be epitaxially grown on Si and Ge substrates and the conductivity can be controlled by boron (B) doping independently of the Fe concentration  $x$  [1]. Furthermore,  $T_C$  can be increased up to 210 K by annealing [2]; however, detailed microscopic understanding of the ferromagnetism is lacking. In this study, we investigate the local magnetic behavior of GeFe by using X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) at various magnetic fields and temperatures.

We have carried out XMCD measurements of the  $\text{Ge}_{0.935}\text{Fe}_{0.065}$  films grown at 160°C ( $T_C = 20$  K) and 240°C ( $T_C = 100$  K) by low-temperature molecular beam epitaxy (LT-MBE) [3]. Figure 1 (a) shows the X-ray absorption spectroscopy (XAS) spectrum [ $\mu^+$ ,  $\mu^-$ , and  $(\mu^+ + \mu^-)/2$ ] at the Fe  $L_2$  (~721 eV) and  $L_3$  (~708 eV) absorption edges in the  $\text{Ge}_{0.935}\text{Fe}_{0.065}$  film grown at 240°C measured at 5.6 K with a magnetic field  $\mu_0 H$  of 5 T applied perpendicular to the film surface. The main peak at around 708 eV is assigned to  $\text{Fe}^{2+}$  states in GeFe, which means that almost all the doped-Fe atoms are in the 2+ state. Figure 1 (b) shows the XMCD ( $= \mu^+ - \mu^-$ ) spectra at the Fe  $L_2$  and  $L_3$  absorption edges in the same sample measured at 5.6 K with  $\mu_0 H = 0.1, 1, 3,$  and 5 T. Figure 2 shows the effective magnetic-field  $H_{\text{eff}}$  dependence of the XMCD intensity at 707.66 eV, which corresponds to the negative peak of XMCD in Fig. 1 (b), in the  $\text{Ge}_{0.935}\text{Fe}_{0.065}$  film grown at 240°C at various temperatures. Here, the total magnetization  $M$  [= spin magnetic moment ( $m_{\text{spin}}$ ) + orbital magnetic moment ( $m_{\text{orb}}$ )] obtained by using the XMCD sum rules is also plotted by filled red symbols, and  $\mu_0 H_{\text{eff}}$  is obtained by subtracting the demagnetization from  $\mu_0 H$ . The fitted curves using the linear- $H_{\text{eff}}$  plus Langevin functions, corresponding to the paramagnetic and superparamagnetic components, respectively, are also shown in these figures (dashed black curves). As shown in a blow-up near zero magnetic field in the insets, one can see a clear hysteresis below  $T_C$  ( $= 100$  K). In Fig. 2, the theoretical curves (dashed black curves) are well fitted to the experimental data above  $T_C$ . This means that local ferromagnetic domains, which exist at room temperature, expand with decreasing temperature, followed by the ferromagnetic transition of the entire system at  $T_C$ .

**Acknowledgement** This work was partly supported by Grants-in-Aid for Scientific Research including Specially Promoted Research and Project for Developing Innovation Systems of MEXT.

**References** [1] Y. Ban, Y. Wakabayashi *et al.*, AIP Advances **4**, 097108 (2014).  
[2] Y. K. Wakabayashi *et al.*, Phys. Rev. B, **90**, 205209 (2014).  
[3] Y. K. Wakabayashi *et al.*, J. Appl. Phys. **116**, 173906 (2014).

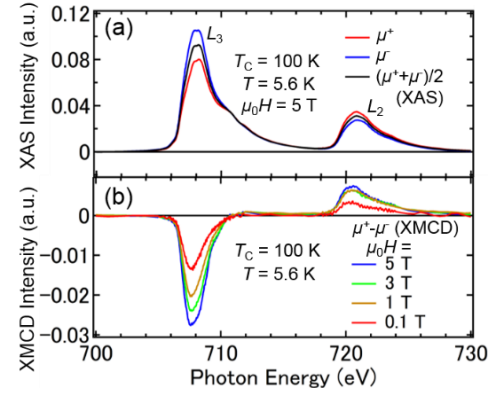


Fig. 1(a)(b) : (a) XAS and (b) XMCD spectra of the  $\text{Ge}_{0.935}\text{Fe}_{0.065}$  film grown at 240°C.

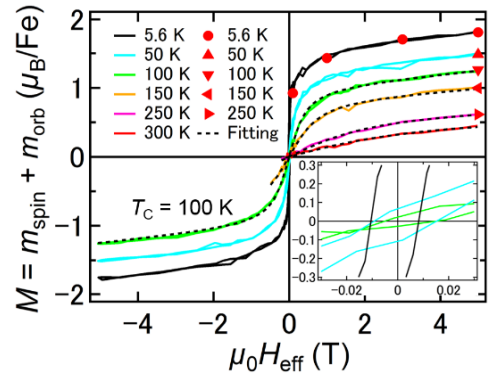


Fig. 2. : Effective magnetic-field  $H_{\text{eff}}$  dependence of the XMCD intensity at 707.66 eV for the  $\text{Ge}_{0.935}\text{Fe}_{0.065}$  film grown at 240°C measured at various temperatures. The total magnetization  $M$  ( $= m_{\text{spin}} + m_{\text{orb}}$ ) obtained by the XMCD sum rules is also plotted by filled red symbols.



## P-34 光スピントスオーバー強磁性を示す 2 段階転移 FeNb オクタシアノ金属錯体の構築

理学系研究科化学専攻大越研究室

井元健太、大越慎一

【緒言】当研究室では、金属イオンがシアノ基で架橋された多次元ネットワーク構造体、集積型シアノ架橋金属錯体において光磁性現象や零熱膨張など様々な機能性を報告してきた[1,2]。特に、 $\text{Fe}^{\text{II}}$ と $[\text{Nb}^{\text{IV}}(\text{CN})_8]$ を組み合わせた系では、光誘起  $\text{Fe}^{\text{II}}$  スピントスオーバー現象に基づく光磁性現象を報告している[2]。本研究では、 $\text{Fe}^{\text{II}}$ と $[\text{Nb}^{\text{IV}}(\text{CN})_8]$ 、有機配位子の 4-メチルピリジンからなる錯体(1)を新たに合成し、2 段階スピントスオーバー現象および光誘起強磁性を見出したので報告する[3]。

【実験】1 は  $\text{FeCl}_2$ 、アスコルビン酸、4-メチルピリジンの混合水溶液と、 $\text{K}_4[\text{Nb}(\text{CN})_8]$ 水溶液の反応により紫色粉末として得た。物性評価は元素分析、粉末 X 線回折(XRD)、紫外可視吸収スペクトル(UV-vis)および液体 He を冷媒として用いた超伝導量子干渉計(SQUID)により行った。

【結果と考察】元素分析より 1 は $[\text{Fe}^{\text{II}}(4\text{-メチルピリジン})_4]_2[\text{Nb}^{\text{IV}}(\text{CN})_8] \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  という組成であった。XRD パターンの Rietveld 解析から結晶構造は斜方晶  $Fddd$ 、格子定数は  $a = 13.912 \text{ \AA}$ 、 $b = 26.300 \text{ \AA}$ 、 $c = 31.663 \text{ \AA}$  であり、 $\text{Fe}^{\text{II}}$ は 4-メチルピリジンの N 原子 4 つとシアノ基の N 原子 2 つが配位した 6 配位であった(図 1)。磁化率の温度依存性の測定の結果、300 K での  $\chi_{\text{M}}T$  値は  $7.73 \text{ K cm}^3 \text{ mol}^{-1}$  であり  $\text{Fe}^{\text{II}}$ (高スピン,  $S=2$ ) 2 つと  $\text{Nb}^{\text{IV}}(S=1/2)$  の計算値と一致していた。温度を低下すると、 $\chi_{\text{M}}T$  値は 100 K 付近にプラトーを有する 2 段階の急激な減少を示した(図 2a)。UV-vis スペクトルの温度依存性において、冷却とともに  $\text{Fe}^{\text{II}}_{\text{LS}}$  の d-d 遷移に帰属されるピークが現れたことから、 $\chi_{\text{M}}T$  値の減少は  $\text{Fe}^{\text{II}}$ (高スピン,  $S=2$ ) から  $\text{Fe}^{\text{II}}$ (低スピン,  $S=0$ ) へのスピントスオーバー現象よることが示唆された。100 K での  $\chi_{\text{M}}T$  値  $4.17 \text{ K cm}^3 \text{ mol}^{-1}$  は、 $\text{Fe}^{\text{II}}$  の半分が  $\text{Fe}^{\text{II}}_{\text{LS}}$ (低スピン,  $S=0$ ) となった時の値と整合していた(図 2)。続いて、本化合物における光磁気効果の検討を行った。1 に低温で 532 nm の光を照射すると自発磁化が発現し、光誘起強磁性を観測した(図 2b)。光誘起相の磁気相転移温度は 14 K、保磁力は 2300 Oe であった。1 における光磁性現象のメカニズムは、 $\text{Fe}^{\text{II}}$  が  $\text{Nb}^{\text{IV}}(S=1/2)$  と 3 次元的に架橋した本系において、光生成した  $\text{Fe}^{\text{II}}$ (高スピン,  $S=2$ ) と  $\text{Nb}^{\text{IV}}(S=1/2)$  の間の超交換相互作用により、3 次元的な磁気秩序が形成したためと考えられる。

(a) (b)

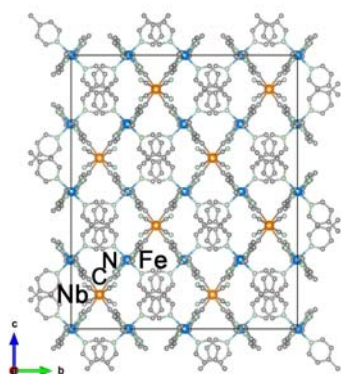


図 1 錯体 1 の結晶構造。

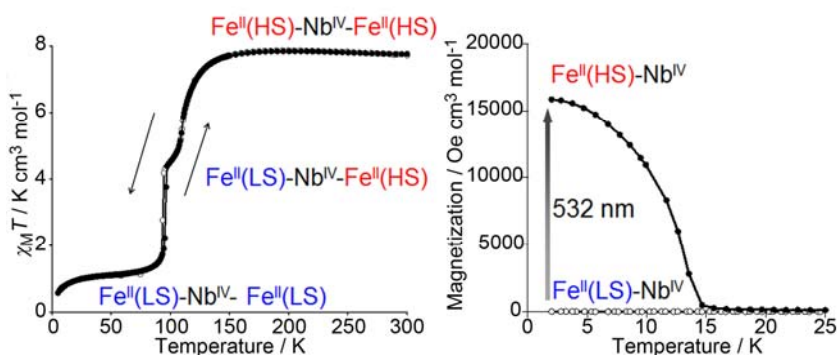


図 2 錯体 1 の(a)スピントスオーバー現象および(b)光磁性現象。

[1] S. Ohkoshi, H. Tokoro, *Accounts Chem. Res.*, 45, 1749 (2012). [2] S. Ohkoshi, K. Imoto, Y. Tsunobuchi, S. Takano, H. Tokoro, *Nature Chemistry* 3, 564 (2011). [3] K. Imoto, S. Ohkoshi, *Chem. Lett.* in press.

## P-35

# 半導体からのキャリア注入による強磁性量子井戸におけるトンネル キャリアのスピンの分極率の変調

## Modulation of the Spin Polarization of Tunneling Carriers in a Ferromagnetic Quantum Well by Injecting Carriers from a Semiconductor

工学系研究科 電気系工学専攻 田中・大矢研究室  
芦原 渉, 若林 勇希, 岡本浩平, 田中 雅明, 大矢 忍

磁気トンネル接合 (MTJ) のトンネル磁気抵抗 (TMR) 比は、強磁性体電極のスピンの分極率に依存し、伝導キャリアのスピンの分極率が大きい材料系で高い TMR 比が予測および観測されている。本報告では、図 1 に示した MTJ 構造を用いて、下部強磁性体の伝導キャリアのスピンの分極率を高める手法を提案する。この構造では下部の強磁性体は量子井戸になっており、キャリアは半導体から注入される。自由電子モデルでは、量子井戸中の電子のエネルギー  $E$  は  $E = (\hbar k_{\perp n})^2/2m_e + (\hbar k_{\parallel})^2/2m_e$  と表される。 $k_{\perp n}$  は量子井戸に垂直な量子化された波数、 $k_{\parallel}$  は面内波数、 $m_e$  は電子の質量である。この分散関係はサブバンドと呼ばれる。更に強磁性体中では図 2 のように、各サブバンドがスピン分裂しているが、フェルミレベル  $E_F$  では複数のサブバンドが存在するため、アップスピンとダウンスピンが混在している。理想フェルミ気体モデルでは、フェルミ波数はキャリア濃度の 1/3 乗に比例するため、半導体は金属と比較して数桁小さなフェルミ波数  $k_F$  を有する。従って半導体からコヒーレントにキャリアを注入することができれば、フェルミレベルのスピンの分極率の向上、TMR 比の向上が期待される。

以上の原理を検証するため、Fe (20 nm) / MgO (2 nm) / Fe (4 nm) / MgO (2 nm) / Ge:B (50 nm) / p+-Ge(001) からなる多層構造を分子線エピタキシー法により成長し、MTJ を製作した。反射高速電子回折 (RHEED) 像はフルエピタキシャル成長を示すストリークパターンが全ての層において得られた。従って、キャリアの波数を保ったコヒーレントなキャリア注入が可能であると考えられる。室温において磁場を面内 Fe[110] 方向に印加し、バイアス電圧を 10mV として測定を行ったところ、34.6% の TMR が得られた (図 3)。当日の発表では TMR 比の Fe 膜圧依存性、バイアス依存性についても報告する。

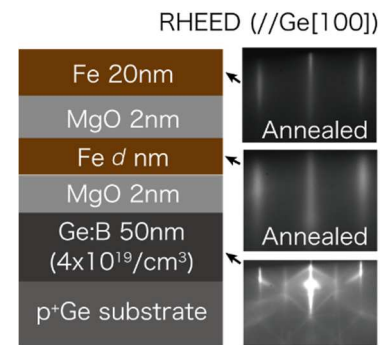


図 1. 本研究で用いた MTJ の構造と成長時 RHEED 像 ( $d = 2$ )。

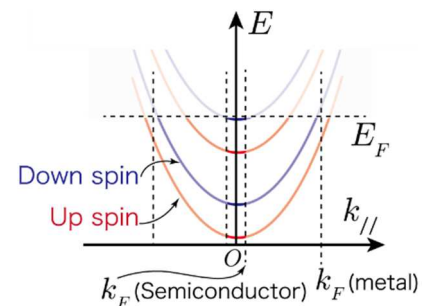


図 2. 強磁性量子井戸中のバンド分散。

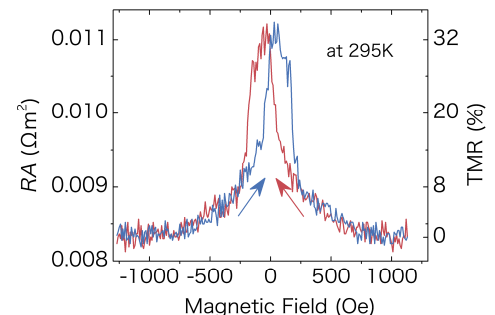


図 3. 製作した MTJ で得られた TMR 効果。室温で 34.6% の TMR 比を観測した。

## フレキシブル基板上に製膜した 垂直磁化膜の磁気異方性の機械的制御

### Mechanical control of magnetic easy axis in perpendicularly magnetized films deposited on a flexible substrate

1. 工学系研究科・物理工学専攻・千葉研究室、  
2. 豊田工業大学、3. 兵庫県立大学、4. 早稲田大学  
太田 進也<sup>1</sup>・Do Bang<sup>2</sup>・栗野博之<sup>2</sup>・小関貴裕<sup>3</sup>・赤峰宏和<sup>3</sup>・  
藤井達也<sup>3</sup>・生津資大<sup>3</sup>・竹延大志<sup>4</sup>・小山知弘<sup>1</sup>・千葉大地<sup>1</sup>

磁性体に磁場を印加した際の磁性体の寸法変化である磁歪現象は古くから知られている。逆に磁性体が歪むことで磁気特性が変化する逆磁歪効果も存在し、磁性体の薄膜製膜時に基板との格子定数のミスフィットに起因する磁気異方性などは盛んに研究された[1]。一方、歪みを外部から印加し、逆磁歪現象を通して磁気異方性を制御するといった試みは比較的新しい[2]。本研究ではフレキシブル基板を用いることで可逆的に2%もの歪みを印加し磁気異方性を制御することを試みた。

ポリエチレンナフタレート(PEN)基板の上に TbFeCo と Pt/Co/Pt 二種類の磁性超薄膜をスパッタにより製膜した。いずれも零磁場下で、磁化が膜面垂直方向を向く垂直磁化容易膜である。基板に引張り歪みを加えた状態で磁場を印加し、面直磁化成分に比例する異常ホール抵抗を測定することで磁性膜の磁気特性を調べた。TbFeCo は遷移金属と比べて非常に大きな磁歪定数を持つことで知られ、歪みに対して大きな応答が期待された。実際、図1に示すように垂直磁化容易から面内磁化容易を示すものに磁化曲線がリバーシブルに変化した。Pt/Co/Pt は Pt と Co の界面で強い垂直磁気異方性が発現することで知られる系である。Pt/Co/Pt の

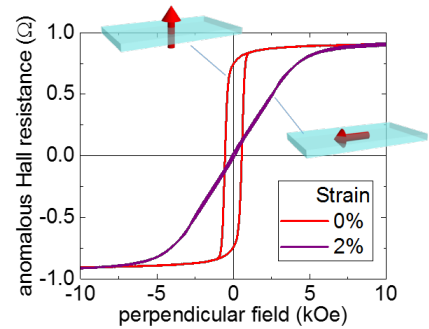


図1. TbFeCo の磁化曲線

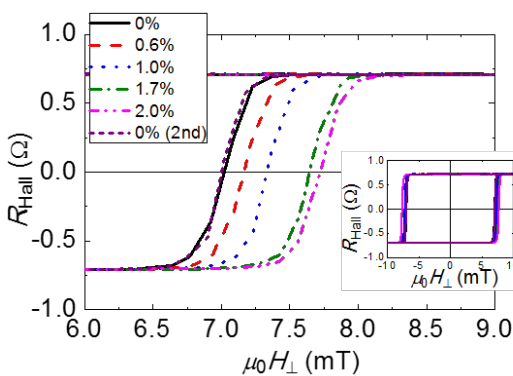


図2. Pt/Co/Pt の保磁力変化

場合、TbFeCo の場合とは逆に、引張り歪みを加えることで保磁力が増加(図2)、すなわち磁化反転が起こりにくくなった。更に Pt/Co/Pt については Co 膜厚依存性を測定することで、界面由来の磁気異方性とバルク由来の磁気異方性に切り分け、それぞれに対する歪みの効果を調べた。界面由来の磁気異方性の歪みによる変化は今回の実験の検出限界以下であった一方、バルク由来の磁気異方性変化から逆算される磁歪定数は、過去の Pt/Co 多層膜において微小歪みのもとで得られたものとおおよそ等しかった。

本実験の一部は低温センターの協力を得て行われた。

[1] C. Chappert and P. Bruno, J. Appl. Phys. **64** 5736 (1988)

[2] A.W. Rushforth *et. al.*, Phys. Rev. B **78** 085314 (2008)

P-37 IV 族強磁性半導体  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{MgO}/\text{Fe}$  三層構造における  
トンネル磁気抵抗効果の観測

Observation of tunneling magnetoresistance in trilayer structures  
composed of group-IV ferromagnetic semiconductor  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$ ,  
MgO, and Fe

東京大学 大学院工学系研究科電気系工学専攻 田中・大矢研究室

岡本 浩平、若林 勇希、芦原 渉、伴 芳祐、佐藤 彰一、田中 雅明、大矢 忍

Group-IV ferromagnetic semiconductor (FMS)  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$  (GeFe) is one of the most promising materials for efficient spin injectors and detectors for Si and Ge because it can be grown epitaxially on Si and Ge substrates by low-temperature molecular-beam epitaxy (LT-MBE), and its conductivity can be widely controlled by B doping [1-4]. For these applications, it is particularly important to prove the presence of spin-polarized carriers in GeFe. In this study, we have successfully observed tunneling magnetoresistance (TMR) in epitaxially grown Fe/MgO/GeFe. This is the first observation of TMR using group-IV FMS.

We grew Fe/MgO/ $\text{Ge}_{0.935}\text{Fe}_{0.065}/\text{Ge}:\text{B}$  ( $\text{B}: 4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) on a  $\text{p}^+\text{Ge}$  (001) substrate by MBE. The thickness ( $d$ ) of the MgO barrier was changed from 3 nm to 9 nm by moving the main shutter in front of the sample surface during the growth. Single-crystal diffraction patterns were observed by reflection high energy electron diffraction during the growth of all the layers. Figure 1 shows the transmission electron microscopy (TEM) lattice image of the trilayer structure. The MgO and Fe layers are epitaxially grown on  $\text{Ge}_{1-x}\text{Fe}_x$  ( $x = 6.5\%$ ).

After the growth, an Al film was deposited as an electrode, and square-shaped mesa diodes were fabricated by photolithography and Ar-ion etching. Figure 2 shows the  $d$  dependence of the resistance-area product ( $RA$ ). The  $RA$  increases exponentially with  $d$ . This indicates that the MgO layer works as a tunnel barrier. The barrier height at 3.5 K is estimated to be 35 meV using the Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) approximation. For this estimation, we assumed the electron rest mass in the MgO layer. Figure 3 shows the TMR curves observed in the tunnel junction with  $d = 3$  nm. Jumps of the resistance at  $\pm 7$  mT in the major loops (red and blue curves) correspond to the change of the magnetization direction of the Fe layer. In the minor loop (green curve), the anti-parallel magnetization configuration is stable at  $H = 0$ . This is a typical feature of TMR.

**Acknowledgements** This work was partly supported by Giants-in-Aid for Scientific Research including Specially Promoted Research and Project for Developing Innovation Systems of MEXT.

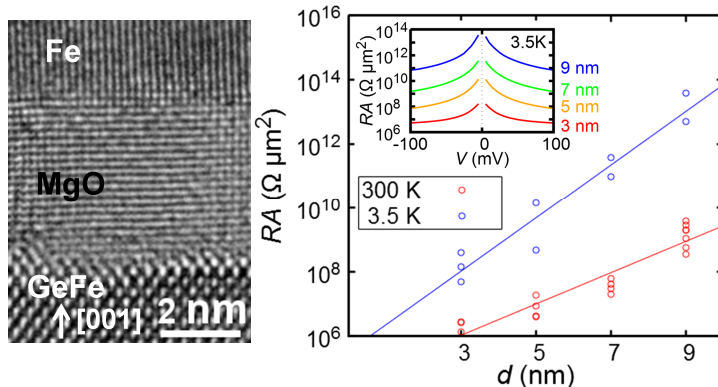


Fig. 1 TEM lattice image of the sample projected along the Ge[110] axis.

Fig. 2 MgO thickness ( $d$ ) dependence of  $RA$  at 3 mV for 300 K and 5 mV for 3.5 K. The inset shows the  $RA$  of the junctions versus bias voltage ( $V$ ) at 3.5 K.

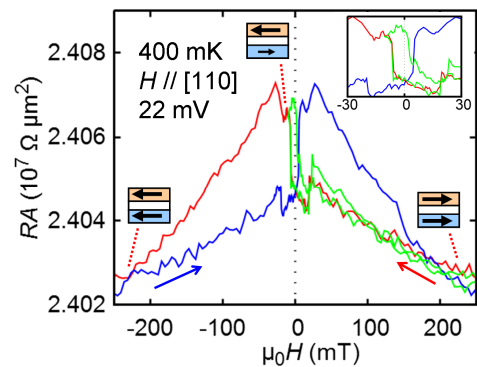


Fig. 3 TMR curves observed in the tunnel junction with  $d = 3$  nm. The bias voltage is 22 mV. The red and blue curves are major loops. The green curve is the minor loop.

- References** [1] Y. Shuto *et al.*, J. Appl. Phys. **99**, 08D516 (2006).  
[2] Y. K. Wakabayashi *et al.* J. Appl. Phys. **116**, 173906 (2014).  
[3] Y. K. Wakabayashi *et al.* Phys. Rev. B **90**, 205209 (2014).  
[4] Y. Ban *et al.*, AIP Adv. **4**, 097108 (2014).

## P-38

# Adsorbate-induced quantum Hall system probed by scanning tunneling spectroscopy combined with transport measurements

理学系物理学専攻岡本研究室

栢富 龍一、岡本 徹

我々は以前より、InAs と InSb 劈開表面に形成される 2 次元電子系において、電気伝導測定を行ってきた[1,2]。この系では半導体表面にドナーとなる原子を吸着させることにより電子系が誘起される。今回、試料を作成したその場で走査トンネル分光顕微鏡による観測と電気伝導測定を同時に行うことが可能な装置を新しく開発した[3]。図 1 (a)と(b)に InSb 劈開表面に鉄原子 (~1%) を蒸着した場合の同じ試料におけるその場での電気抵抗率とホール抵抗の磁場依存性と微分コンダクタンスのバイアス電圧依存性を示す。両方の測定において明瞭な量子ホール状態が観測されている。

次に、フェルミ準位を最低ランダウ準位のスピン分裂の中心に合わせた実験においては、図 1 (c)から得られた  $g$  因子から見積もられるゼーマンエネルギーより大きなゼーマン分裂が観測された[図 1 (d)]。平均場近似による理論計算と比較することにより、電子の交換相互作用によるゼーマンエネルギーの増強効果で理解できることがわかった。

また、最低ランダウ準位のスピン分離の幅から見積もられる  $g$  因子[図 1 (c)]と微分コンダクタンスから見積もられるランダウ準位のボケの幅、ゼーマンエネルギーの増強効果を考慮すると電気伝導測定で観測された量子ホール状態をよく説明できることもわかった。

今度、この走査トンネル分光顕微鏡と電気伝導測定を組み合わせる手法は単原子層における超伝導の研究にも応用する予定である[4]。

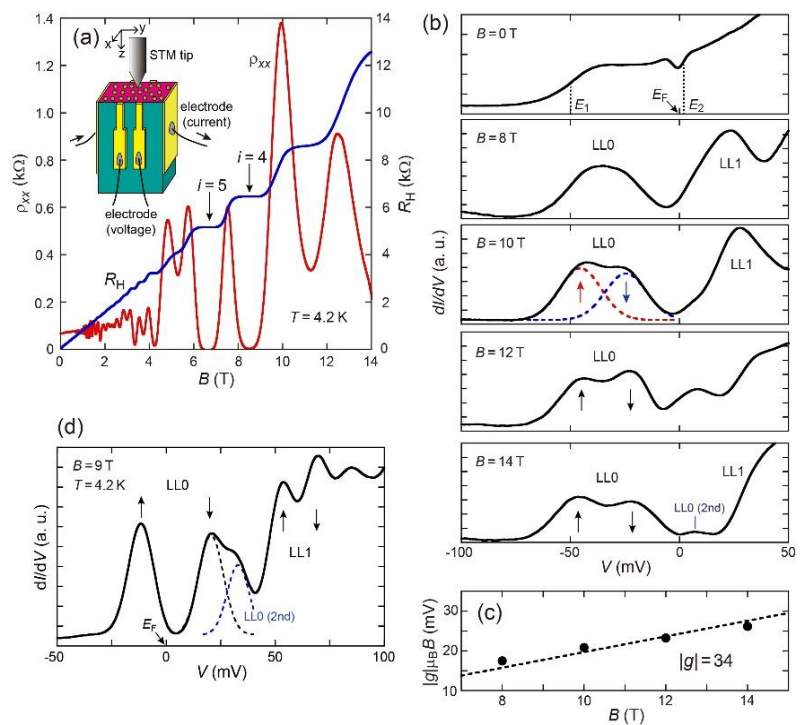


図 1. 鉄原子により誘起された 2 次元電子系における電気抵抗測定(a)と走査トンネル分光顕微鏡によるその場での観測(b)-(d)。

[1] R. Masutomi, M. Hio, T. Mochizuki, and T. Okamoto, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 202104 (2007).

[2] T. Mochizuki, R. Masutomi, and T. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 267204 (2008).

[3] Ryuichi Masutomi and Tohru Okamoto, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 251602 (2015).

[4] T. Sekihara, R. Masutomi, and T. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 057005 (2013).

## Spin-dependent tunneling in $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ -based magnetic tunnel junctions with an $\text{LaMnO}_3$ barrier

Department of Electrical Engineering and Information Systems, The University of Tokyo,  
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

°Tatsuya Matou, Kento Takeshima, Masaaki Tanaka, and Shinobu Ohya

The perovskite manganite  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  (LSMO) has been widely studied for future spintronic applications because of its half-metallicity and high Curie temperature up to  $\sim 370$  K. In fact, a large tunneling magnetoresistance (TMR) up to 1900% has been reported in LSMO/  $\text{SrTiO}_3$  (STO)/ LSMO heterostructures at 4 K [1]. However, it is known that magnetic dead layers are formed at the interfaces between LSMO and STO and that they strongly deteriorate TMR at higher temperatures. The origin of the dead layers is still unknown. In this study, for understanding the properties of the dead layers, we used A-type *antiferromagnet*  $\text{LaMnO}_3$  (LMO) as a tunneling barrier for LSMO, as an alternative to the *paramagnetic* STO barrier. In LSMO/ LMO/ LSMO trilayer structures, we can expect that the exchange bias induced by the LMO layer influences the magnetic properties of the interfaces. Thus, investigation of spin-dependent tunneling in LSMO/ LMO/ LSMO heterostructures will give us a new clue to understanding the origin of the dead layers at the interfaces. However, there has been no report of successful detection of TMR in LSMO/ LMO/ LSMO heterostructures [2, 3].

Using a shuttered growth technique of molecular beam epitaxy (MBE), we grew heterostructures composed of LSMO (12 nm)/ LMO (5 nm)/ LSMO (19 nm) on  $\text{TiO}_2$ -terminated Nb-doped (0.05 wt%) STO(001) substrates at  $730^\circ\text{C}$  in an oxygen background pressure  $p = 2 \times 10^{-4}$  Pa with an ozone concentration of 14%. Figs. 1 and 2 show the tunnel resistance, as a function of a magnetic field applied in plane along the [100] direction, obtained for the as-grown sample and for the sample annealed at  $730^\circ\text{C}$  with  $p = 2 \times 10^{-4}$  Pa in our MBE chamber for 1 hour, respectively. The sign of the magnetoresistance (MR) (*i.e.* the sign of the jumps of the resistance) was changed from negative to positive by the annealing. Such a negative MR as shown in Fig. 1 has not been reported in TMR devices using LSMO as both top and bottom electrodes. This result suggests that the spin polarization of one of the LSMO electrodes was inverted by the annealing or that the observed MR is attributed to tunneling anisotropic magnetoresistance.

**Acknowledgements :** The authors thank Prof. H. Tabata and Dr. M. Seki for technical helps. This work was partly supported by Grants-in-Aid for Scientific Research and Project for Developing Innovation Systems of MEXT.

**References** [1] R. Werner *et al.*, Appl. Phys. Lett. **98**, 162505 (2011).  
[2] Y. Jin *et al.*, Solid State Commun. **215-216**, 12 (2015).  
[3] S. Yunoki *et al.*, Phys. Rev. B, **78**, 024405 (2008).

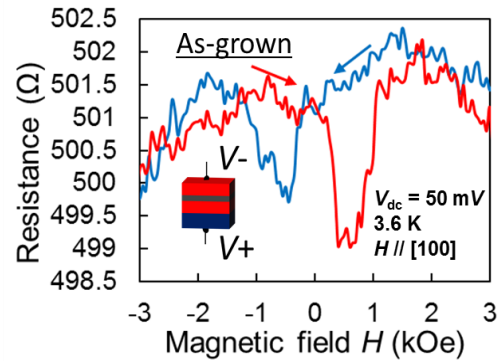


Fig. 1 Tunnel resistance as a function of the magnetic field applied in plane along the [100] direction for the as-grown sample at 3.6 K. Here,  $V_{dc}$  is the bias voltage applied to the sample.

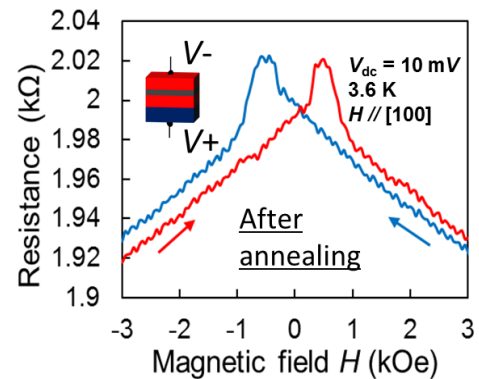


Fig. 2 Tunnel resistance as a function of the magnetic field applied in plane along the [100] direction for the annealed sample at 3.6 K.

## P-40

# ソフト化学的Li挿入によるアナターゼ型TaONへのキャリアドーピング Carrier doping to anatase TaON by soft chemical Li insertion

化学専攻 長谷川研究室<sup>1</sup>, (公財)神奈川科学技術アカデミー<sup>2</sup>, 化学専攻 松尾研究室<sup>3</sup>  
鈴木温<sup>1,2</sup>, 廣瀬靖<sup>1,2</sup>, 中尾祥一郎<sup>2</sup>, 中川貴文<sup>3</sup>, 岡田洋史<sup>3</sup>, 松尾豊<sup>3</sup>, 長谷川哲也<sup>1,2</sup>

**【序】** 酸化 tantalum (TaON) はバデライト構造が熱力学的に最も安定な *n* 型の半導体で、可視光応答光触媒として注目されている。我々は最近、準安定相のアナターゼ型 TaON のエピタキシャル薄膜を格子整合した単結晶基板上に合成することに成功し、高 Hall 移動度の *n* 型半導体であることを明らかにした [1]。この高い移動度は、光触媒に加えて透明電極などのエレクトロニクスデバイスへの応用も期待させる。一方、アナターゼ型 TaON は有効なドーパントが未開発なため、キャリア濃度が一般的な透明導電体よりも小さく ( $n_e < 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ )、応用には更なる低抵抗化が求められる。本研究では、格子間 Li がドナーとして働くことに着目し [2]、アナターゼ型 TaON 薄膜への Li 挿入によるキャリアドーピングを試みた。

**【合成手法】** アナターゼ型 TaON エピタキシャル薄膜は、窒素プラズマ支援パルスレーザー堆積法で LSAT 基板上に温度  $T_s = 750^\circ\text{C}$  で製膜した [1]。Li 挿入は、グローブボックス内で TaON 薄膜を *n*-ブチルリチウム/ヘキサン溶液に浸すことで行った [2]。反応温度、反応時間はそれぞれ  $60^\circ\text{C}$ 、6 時間に固定し、*n*-ブチルリチウム濃度の異なる 3 種類の溶液 (1.6 M,  $1.6 \times 10^{-2}$  M,  $1.6 \times 10^{-4}$  M) を用いた。反応後の薄膜の結晶構造、Li 量及び電気輸送特性をそれぞれ、X 線回折 (XRD)、2 次イオン質量分析 (SIMS)、van der Pauw 法によって評価を行った。

**【実験結果】** XRD 測定の結果、*n*-ブチルリチウム溶液との反応による不純物の生成は確認されなかった。また、濃度 1.6 M の溶液と反応させたアナターゼ型 TaON では *c* 軸長が 0.10% 程度増大した。これは Li がアナターゼ構造に挿入されたことを示唆しており、実際、SIMS により  $\sim 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  の Li の存在が確認された。Li ドープ量は *n*-ブチルリチウム溶液の濃度を薄くすることで 4 桁程度の調節が可能であった。

Li ドープしたアナターゼ型 TaON の輸送特性を Fig.1 に示す。*n*-ブチルリチウム溶液の濃度の上昇とともに電子キャリア濃度は明確に増大し、期待通りに格子間に挿入された Li が電子を生成していることが確認された。キャリア濃度はアニオン空孔により導入可能な上限を超え、一般的な透明導電体と同等の値 ( $n_e > 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) を達成した。同時に、輸送特性の温度依存性から Li ドープにより縮退半導体となることも確認した。また、 $n_e \sim 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  の薄膜の移動度は  $\mu_H \sim 20 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  で、真空下でのポストアニール処理によるアニオン空孔導入によりキャリアドーピングした薄膜 ( $n_e \sim 9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu_H \sim 9 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ) より優れていた。これは、格子間 Li がアニオン空孔よりも弱い不純物散乱中心であることを示唆している。以上の結果より、格子間 Li がアナターゼ型 TaON に対して有効なドーパントであると結論した。

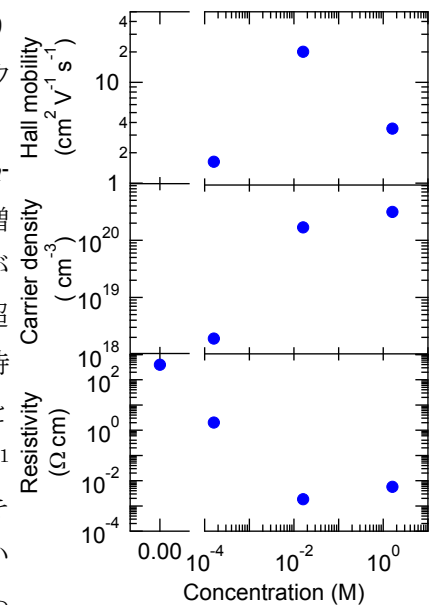


Fig.1 濃度の異なる *n*-ブチルリチウム溶液により Li ドープしたアナターゼ型 TaON の電気輸送特性 (0.00 M は未ドープ薄膜を示す)

[1] A. Suzuki *et al.*, Chem. Mater. **26**, 976 (2014). [2] N. Yamada *et al.*, Chem. Mater. **27**, 8076 (2015).

## P-41

# 強磁性 Ru 酸化物ヘテロ構造におけるトポロジカルホール効果 Topological Hall effect in ferromagnetic Ru-oxide heterostructures

東京大学大学院工学系研究科・物理工学専攻・川崎研究室  
大内祐貴, 打田正輝, 小塚裕介, 松野丈夫, 川崎雅司

近年、スキルミオンと呼ばれるナノスケールに存在する渦巻き状の磁気構造が、スピントロニクスの情報担体として注目され、その駆動や生成・消滅の制御について研究が進められている[1]。スキルミオンの形成には、強磁性相互作用に加え、隣接するスピンを垂直に向ける力が重要な役割を果たすが、これまで知られている物質では、結晶構造の反転対称性の破れに由来するジャロシンスキー・守谷相互作用が主にこの役割を担ってきた[2]。一方で、結晶構造に特殊性のない通常の強磁性体であっても、スピン軌道相互作用の強い非磁性体とヘテロ界面を形成することで、界面にジャロシンスキー・守谷相互作用がはたらき、スキルミオンが誘起される可能性がある[3]。これにより、スキルミオンを発現する磁性体が通常の強磁性体にまで大きく広がることが期待される。本研究では、遍歴強磁性体 SrRuO<sub>3</sub> と大きなスピン軌道相互作用が期待される絶縁体 BaBiO<sub>3</sub> とのヘテロ界面を作製し(Fig. 1(a))、接合界面におけるスキルミオンの形成を試みた。

SrTiO<sub>3</sub>(001) 基板上にパルスレーザー堆積法を用いて BaBiO<sub>3</sub>/SrRuO<sub>3</sub> ヘテロ構造を作製した。SrRuO<sub>3</sub> 層の磁気輸送特性を評価し、トポロジカルホール効果によるスキルミオンの電気的な検出を試みた。

Fig. 1(b)に SrRuO<sub>3</sub>, BaBiO<sub>3</sub> の層厚をともに 5 unit cell としたヘテロ構造 (左) と SrRuO<sub>3</sub> 単一薄膜 (右) におけるホール抵抗率の磁場依存性を示す。ヘテロ構造では、外部磁場により磁化が反転する付近において、SrRuO<sub>3</sub> 単一薄膜では見られないシグナルが現れた。これは、磁性体中の非共面的なスピン構造により生じるトポロジカルホール効果であると考えられる。すなわち、反転対称性の破れた SrRuO<sub>3</sub> と BaBiO<sub>3</sub> のヘテロ界面におけるジャロシンスキー・守谷相互作用により、スキルミオンが形成されていると解釈される。

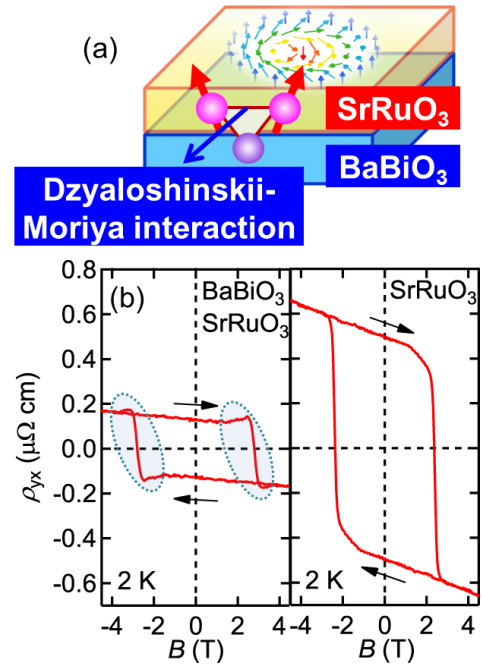


図 1. (a)界面におけるジャロシンスキー・守谷相互作用により誘起された磁気スキルミオンを有する BaBiO<sub>3</sub>/SrRuO<sub>3</sub> ヘテロ構造の概略図。(b) BaBiO<sub>3</sub>(5 u.c.)/SrRuO<sub>3</sub>(5 u.c.) および(c) SrRuO<sub>3</sub> (5 u.c.) におけるホール抵抗率の 2 K での外部磁場依存性。

[1] W. Koshibae *et al.* Jpn. J. Appl. Phys. **54**, 053001 (2015).

[2] N. Nagaosa and Y. Tokura, Nat. Nanotechnol. **8**, 882 (2013).

[3] A. Fert *et al.*, Nat. Nanotechnol. **8**, 152 (2013).



## 電気二重層構造を用いたコバルト薄膜の磁性の電界制御 Electric field control of magnetism in cobalt film with electric double layer

<sup>1</sup>東京大学物理工学専攻 千葉研究室 <sup>2</sup>電力中央研究所 <sup>3</sup>東北大学

平井 孝昌<sup>1</sup>、大日方 絢<sup>1</sup>、日比野 有岐<sup>1</sup>、小山 知弘<sup>1</sup>、三輪 一元<sup>2</sup>、小野 新平<sup>2</sup>、  
好田 誠<sup>3</sup>、千葉 大地<sup>1</sup>

磁性の電界制御は、磁気メモリにおける新しい省エネルギーな情報書き込み手法への応用が期待されており、そのメカニズムについての研究が盛んである。この現象は、当初に報告された磁性半導体だけでなく磁性金属でも報告されており、例えば Co 超薄膜において、電界によって室温付近での強磁性-常磁性のスイッチング[1]も可能であることが報告されている。さらに、固体絶縁膜に比べて数倍ものキャリア変調をもたらすことのできる電気二重層キャパシタ(EDLC)を利用することで、Co 超薄膜の強磁性相転移温度を±2 V のゲート電圧印加で約 100 K 変調できることが報告されている[2]。この効果は一般に、電界によって電極に当たる強磁性体表面の電子濃度が変調されることでその磁性が変化していると理解されているが、近年、酸化還元反応などの化学的な機構なども磁性の変化に寄与するという報告もされており本質はまだ明らかになっていない。本研究は、EDLC を用いた電界による磁性変化と、酸素プラズマアッシングによる Co 酸化による磁気特性の変化を比較し、磁性の電界制御における化学反応の影響を調べることを目的としている。

Ta(3 nm)/Pt(3)/Co(1)/MgO(2)を Si および GaAs 基板上に rf スパッタリングによって製膜した。as-depo の状態では、試料は面内磁気異方性(IMA)を有している。この試料をホールバー構造に加工し、異常ホール効果により磁気特性を調べた。EDLC を用いて試料に電界を印加したところ、Co の電子濃度が増加する方向である正の電圧を印加した際には IMA が強くなり、逆に負の電圧(電子が減る方向)を印加した際には垂直磁気異方性(PMA)を示すヒステリシスが観測され非常に大きな磁気異方性の変化が確認された(図 1)。また、一度負の電圧を印加すると、再度正の電圧を印加しても元の状態に戻りにくいことも確認された。一方、電界を印加していない IMA を示す Co 試料に 150 W のパワーで 30 秒間アッシングを施すと、負の電圧のときと同様に磁化容易軸が垂直を示すようになるという結果が得られた。アッシングした試料の酸化状態を XPS で調べた結果、Co 層の一部が酸化されていることが確認された。以上の結果は、EDLC を用いて電子を減らす方向に電界を印加すると、磁性層の酸化反応が促進されることを示唆している。また、負の電圧を印加してしまうと元に戻りにくいという結果は、還元反応に比べて酸化反応の活性化エネルギーが低いことを示唆していると考えられる。

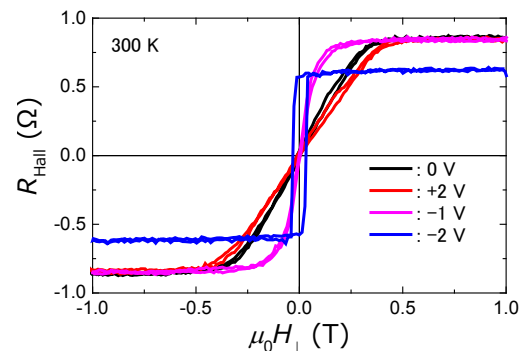


図 1. 異常ホール抵抗のゲート電圧依存性

[1]D. Chiba, *et. al.*, Nature Mat. **10** 853 (2011) [2]K. Shimamura, *et. al.*, Appl. Phys. Lett. **100** 122402 (2012)

## Superconducting Transition Edge Sensor for High Resolution Gamma-ray Spectroscopy

入松川 知也<sup>A</sup>、大野 雅史<sup>A</sup>、高橋 浩之<sup>A</sup>、神代 暁<sup>B</sup>、平山 文紀<sup>B</sup>、  
安宗 貴志<sup>C</sup>、伊藤 主税<sup>C</sup>、高崎 浩司<sup>C</sup>

<sup>A</sup> 工学系研究科原子力国際専攻高橋研究室、<sup>B</sup> 国立研究開発法人 産業技術総合研究所、  
<sup>C</sup> 国立研究開発法人 原子力研究開発機構

プルトニウムおよびマイナーアクチノイド全元素を精密に弁別、分析しうる革新的な核種同定分析技術を確認するには既存の検出器を上回る分光性能をもつ検出器が必要である。TES は放射線入射による温度上昇を超伝導転移領域における急峻な温度抵抗変化を用いた高感度な温度計であり、ゲルマニウム半導体検出器に比べて2桁以上優れたエネルギー分解能を実現しうる。本研究では、TES と透過力の高い線を吸収するための重バルク金属を組み合わせた 線 TES の研究開発を進めている。さらに、開発した TES 素子を日本原子力研究開発機構に持ち込み、核物質を用いた実証試験を行っている。

一般的に TES のエネルギー分解能を向上するには低熱容量であることが必要である。我々は、低熱容量特性と 線吸収効率特性に優れたスズを放射線吸収体として適用している。Am-241 を用いた 線照射実験による特性評価から、84 eV@59.5 keV(FWHM) という値がえられ、半導体検出器の5倍以上優れた分光性能を実現した。また、本素子を日本原子力研究開発機構に持ち込み Eu-123 や Np-237 といった線源を用いた測定を行った。図1は TES と CdZnTe 半導体検出器を用いて Np-237 線源のエネルギースペクトル測定した結果である。図から半導体検出器よりもシャープなスペクトルが得られ、半導体検出器では分離できないピークの識別も可能であることがわかる。したがって、核種が混在した複雑なエネルギースペクトルにおいても、本 線 TES を用いた核物質同定が有用であることが示唆される結果となった。

現在は単素子でのエネルギー分解能向上を追求するとともに、TES の有感面積増大を実現すべく超伝導マイクロ波共振器を用いた信号多重化回路 (Microwave SQUID Multiplexer: MW-MUX) の開発に着手している。MW-MUX では、原理的に  $10^2 - 10^3$  個の TES 信号を同時に読み出すことができ、TES の大規模アレイ化が可能となる。一方で、TES のエネルギー分解能を劣化なく読みだすには高い  $Q$  値が必要である。我々は、NbN を電極材料に用いた共振器の開発をすすめており  $10^5 - 10^6 @ 100\text{mK}$  の値を得ている。これは、他機関で報告されている  $Q$  値と同等に高い値であり、TES 信号の低雑音読み出しに期待のもてる結果となった。

今後は、単素子でのエネルギー分解能向上と MW-MUX との強調動作にむけて開発をすすめ、 線 TES のアレイ化による高分光性能かつ高効率な 線精密測定システムの構築を目指す。

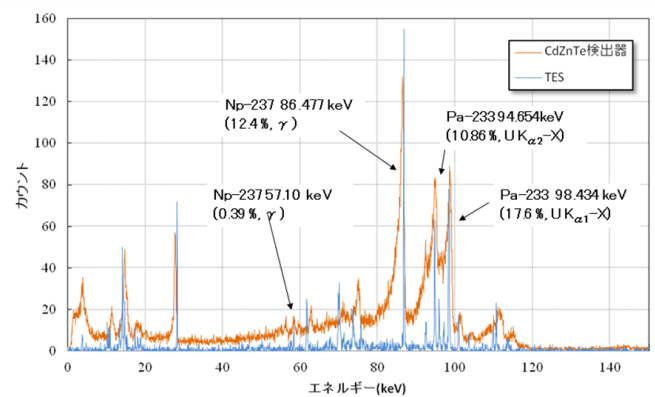


図1. Np-237 の測定スペクトル

## P-44

## 液体窒素使用時における各種手袋の性能評価

### Appropriate Gloves for Handling Liquid Nitrogen

中村 祥子<sup>A</sup>、藤井 武則<sup>A</sup>、戸田 亮<sup>B</sup>、寺岡 総一郎<sup>C</sup>

<sup>A</sup> 低温センター・研究開発部門、<sup>B</sup> 同・共同利用部門、<sup>C</sup> 同・液化供給部門

低温センターでは、高圧ガス製造所として高圧ガス保安法に定められる安全教育を行っており、液体窒素の使用に対しては、凍傷を防ぐために適切な保護具の着用を呼びかけている。手指は特に、誤って寒冷に接しやすい部位であり、その保護には適切な手袋の着用が効果的である。「適切な手袋」の特徴には、

- 十分な断熱性 手袋の内外の温度差による熱流が、手指の発熱と同程度以下
- 着脱しやすい 誤って手袋が予期しない寒冷に触れたときに、手から外せる
- 低温でも柔軟 低温で脆化、凍結、極度の収縮を起こさない材質
- 液体を吸わない 液体窒素・液体空気が直接接触したとき、軍手やジャージ・靴下のような生地は、毛细管現象で液体を吸い上げ、表面に保持してしまうので、素肌よりも危険。

といった点が挙げられる。多層構造の防水型低温用手袋は、これらの特徴を兼ねそなえており、液体窒素に直接接触する可能性が伴う作業において使用が推奨される。一方で、革手袋や簡易型の低温用手袋に比べると、やや高価（1双：2-3万円）で作業性にも劣るので、状況に応じて使い分ける必要もあるだろう。そこで、実験室で見かける各種の手袋について、液体窒素を用いて凍傷の模擬実験を行った。

実験は、手袋の中に指に見立てた魚肉ソーセージを入れ、(1) 液体窒素に半分浸かった金属板に載せた (2) 100 cc の液体窒素を注ぎかけた (3) 指先を液体窒素に漬けた ときの魚肉ソーセージの温度の時間変化をソーセージ表面に貼り付けた T 熱電対で測定するという方法で行った<sup>1</sup>。



図 1. 多層構造の低温用手袋 (Tempshield, Inc 製 Cryo-Gloves<sup>®</sup>) の断面。防水タイプは、さらに防水層が加わる。

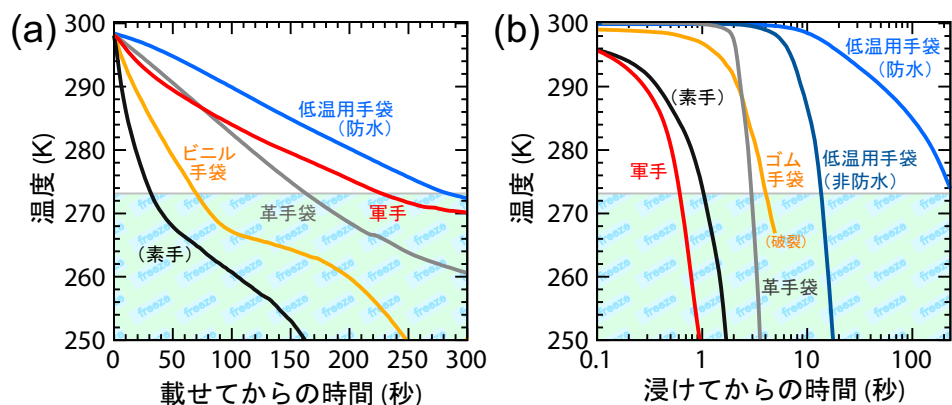


図 2. (a) 低温物質に載せたとき (b) 液体窒素に浸けたときの手袋内部の温度。

確かに多層構造の低温用手袋の耐寒性能は優秀だったが、低温の固体に触れるのみならば、その他の厚手の手袋も使用可能である。一方、液体窒素に直接接触する場合は、軍手は素手より速く一瞬で凍りつき、ゴムは素材によっては破裂、かつて低温用に推奨されてきた革手袋も数秒で凍ってしまう。通常タイプの多層低温用手袋は手を抜く余裕がある程度、防水タイプでやっと数分の作業が可能という結果であった。ポスターでは、この模擬実験に加え、液体窒素による冷却のメカニズムに関する実験の結果を紹介する。

<sup>1</sup>代謝が 100 W、体重 100 kg のヒトの平均の発熱は 1 mW/g で、比熱を  $\approx 4$  J/g/K と考えると、代謝の寄与は 0.3 mK/sec、5 分でも 0.1 K に満たない。よって熱容量と体幹からの熱流の寄与が主、つまり、指先は十分長い魚肉ソーセージで模擬できる。

## P-45

# ドライかウェットか？ —低温センターの TSCP 活動— Dry or Wet? TSCP activities of Cryogenic Research Center

1) 低温センター 液化供給部門、2) 同 共同利用部門、3) 同 研究開発部門、4) 理学系研究科・物理学専攻

寺岡総一郎<sup>1)</sup>、戸田 亮<sup>2)</sup>、福山 寛<sup>3), 4)</sup>

近年、液体ヘリウムの再充填作業が不要で簡便に  $T = 4\text{ K}$  の極低温環境を実現できるパルス管冷凍機や GM 冷凍機など、いわゆる「冷凍機」の普及が急速に進んでいる。低温センターのようなヘリウム再液化施設がなく、液体ヘリウムが安定して安価に調達できない一般の企業や病院、研究機関では、冷凍機の導入メリットは大きい。しかし、冷凍機の消費電力が非常に大きく、その安易な導入がサステナブルキャンパスプロジェクト (TSCP) を進める東京大学の理念に逆行することは意外に認識されていない。地球環境への負荷だけでなく、冷凍機の場合、装置の保守費用 (年間 100 万円オーダー) 以上の電気料金がかかるという財政負担増を具体的に把握している研究者も多くない。

そこで、現在、本郷地区キャンパスで低温センターから液体ヘリウムの供給を受けている浸漬式冷却装置を A (NMR 分析装置)、B (PPMS\*, MPMS\* などの汎用物性測定装置)、C (温度可変インサート、超電導磁石、希釈冷凍機などの一般クライオスタット)、D (連続フロークライオスタット) の 4 つのカテゴリーに分け、これらを冷凍機に置き換えた場合の所要電力量と維持費を試算し、浸漬冷却方式と比較した (表 1)。これから明らかなように、ヘリウムの液化リサイクル方式 (浸漬冷却方式) が、TSCP、経費いずれの点でも圧倒的にメリットが大きく、キャンパス全体で年間 800 万 kWh 近い節電、2 億円以上の節約になっている。

\*) Quantum Design 社の登録商標。

表 1. ヘリウム浸漬式冷却装置とパルス管冷凍機の維持費の比較。

A: NMR分析装置 B: 汎用物性測定装置 C: 一般クライオスタット D: 連続フロークライオスタット		 1)	 2)	 3)	 2)	全学 合計 <sup>3)</sup>	
		A	B	C	D		
総台数		38	41	48	28	155	
平均稼働月数		11.2	9.4	3.3	1.2	-	
浸漬冷却方式 (低温センター利用)	電力量 (万kWh/年) ※回収・再液化	0.06	0.65	0.50	0.14	57	
	ユーザー寒剤費 (千円/年)	60	660	500	140	57,000	
冷凍機 (パルス管)	電力量 (万kWh/年) ※圧縮機・チラー	10	8.7	3.1	1.1	825	
	ユーザー維持費 (千円/年)	2,800	2,550	1,410	1,040	289,000	
	内訳	電気料金 (千円/年)	2,000 <sup>4)</sup>	1,750	610	240	165,000
		保守費用 (千円/年)	800	800	800	800	124,000

1) <https://www.bruker.com/products/mr/nmr/magnets/magnets.html>, 2) <http://www.oxford-instruments.jp/products/cryogenic-systems/cryostats-for-spectroscopy/helium-crvo...> より転載 3) 本郷地区キャンパス 4) 通年冷却で水冷チラーユニットの場合

## 低温センター共同利用部門紹介

### Introduction to Joint-use Division of Cryogenic Research Center

#### 低温センター、共同利用部門

戸田 亮

低温センター共同利用部門では、低温実験室・実験装置の学内共同利用サービスを行っている。本ポスターでは、このサービスの概要と利用方法、共同利用部門の業務について紹介する[1]。

センターからの液体ヘリウムは、使用後の蒸発ガスを専用の回収設備と配管を用いて回収再液化するリサイクル利用を前提として供給されている[2]。しかし、回収設備のある建物は限られているため、この恩恵を受けられない研究者も一定数存在する。このような研究者に低温実験の機会を提供すること、また低温実験用のスペースが不足している研究者に便宜を図ることを目的として、センター建物内に回収設備を備えた実験室（共同利用研究室）を整備し、希望者に貸し出している。利用は年度ごとの更新で、前年度12月末を締め切りとして次年度の使用申請を受け付けている。使用料金は2000円/m<sup>2</sup>/月となっており、電気、水道、電話料金などは使用量に応じて別途実費を徴収している。事前相談、装置搬入や改修希望などは随時受け付けているので、お気軽にお問い合わせいただきたい。

また、幅広い研究者が、必要なときに手軽に低温物性測定を行えるよう極低温実験装置を共同利用装置として学内に開放している。利用にあたっては、事前に使用申請書を提出して許可を得る必要があるが、受付は随時行っており、急に必要となった場合でも対応可能である。MPMSとPPMS（ともに Quantum

Design社製）については、年間を通じて使用可能な状態を保持しており、許可を得た使用者は、いつでも1日単位で予約し利用することができる。両装置の仕様は表1にまとめた。装置の使用料金は5000円/日である。試料を預かり、代理で測定を行う依頼測定も別料金にて受け付けているが、両装置は、専用の制御ソフトを通じて、初心者であっても比較的簡単かつ安全に操作することができるようになってい

共同利用装置	MPMS	PPMS
温度範囲 (K)	2 - 400	0.5 - 400
磁場範囲 (T)	0 - 5	0 - 9
測定内容	磁化率	電気伝導 ホール電圧 比熱 熱伝導 (2 K 以上) 熱起電力 (2 K 以上) 磁化率 (2 K 以上)

表1. 共同利用装置の仕様

るので、自身で測定することをお勧めしている。事前相談、装置の使用方法に関する質問などは随時受け付けているので、こちらもお気軽にお問い合わせいただきたい。

このほかに、センター研究開発部門と共同での低温技術の開発も行っている。その一つが市販の装置では対応できない10 mK以下の物性測定を手軽に行える超小型サブ mK連続冷凍システムの開発である。これは、小型の核スピン断熱消磁冷凍ユニットを直列接続して連続的に1 mK弱の超低温を得られる冷凍システムである。開発終了後には、共同利用装置として世界的にもユニークなサービスを供与したい。

[1] [http://www.crc.u-tokyo.ac.jp/openlab\\_HP/index.html](http://www.crc.u-tokyo.ac.jp/openlab_HP/index.html), [http://www.crc.u-tokyo.ac.jp/openlab\\_HP/index2.html](http://www.crc.u-tokyo.ac.jp/openlab_HP/index2.html)

[2] 志村 芽衣 他, 「第7回低温センター研究交流会」 P-47.

## 本郷地区キャンパスでの寒剤使用時のお願い

### A Request when using cryogenics in the Hongo Campus

#### 低温センター 液化供給部門

○志村芽衣、阿部美玲、加茂由貴、寺岡総一郎、板垣信則、戸田亮

低温センター液化供給部門では、液体ヘリウムの製造・供給ならびに液体窒素の供給を行っている。寒剤の安全な使用法や供給時の仕組みを研究室に理解していただくことで、事故を未然に防ぐことができ、さらに学内供給がスムーズに行えると考えている。そこで本報告では、本郷地区キャンパスでの寒剤使用時にユーザーにお願いしている注意事項[1]と、現状の問題点、及びその改善策について発表する。具体的には、液体窒素ユーザーには、容器の出し忘れ、集配場所への放置・取り間違い・紛失、自加圧式容器の再検査[2]やバルブの開閉に関する注意事項について、液体ヘリウムユーザーには、集配場所への容器の放置、空容器返却により汲出の影響、液体ヘリウム申込注文の集中日による問題点について理解していただくことを目的とした。液体ヘリウムを1本でも多く容器を研究室に供給するには、日頃からヘリウムガス回収率を高めることが大変重要であるため、本報告では、センター液化供給部門が進めている取り組みの一部について紹介させていただき、関係部局の方々、ユーザーの方々に引き続きご理解とご協力をお願いしたい。



図1 登録証シール



図2 窒素容器

(左: 開放型 ジェック東理社 シーベル)

(右: 自加圧式 ジェック東理社

セルフアー CryoDiffusion NMH)



図3 二重管汲出(左) ポンプ汲出(右)

[1] 利用の手引き(寒剤編) (オンライン) <http://www.crc.u-tokyo.ac.jp/parts/tebiki-kanzai.pdf>

[2] 利用の手引き(容器等再検査編) (オンライン) <http://www.crc.u-tokyo.ac.jp/parts/tebiki-ln2yoki.pdf>



第7回  
低温センター研究交流会  
概要集

Abstract book  
The 7th Research Forum of  
Cryogenic Research Center

お問い合わせ

東京大学低温センター

島野 亮

電話：03-5841-2860（内線22860）

e-mail：conference@crc.u-tokyo.ac.jp

<http://www.crc.u-tokyo.ac.jp>



東京大学  
THE UNIVERSITY OF TOKYO