

## The optical absorption spectra of a microbial rhodopsin in 400 T ultra-high magnetic field

Y-L.Guo, Y.Ishii, X-G.Zhou, M. Konno, T.Nagata, K.Inoue, Y.H.Matsuda

ISSP, Univ. Tokyo

Magnetic field effect on biological function is generally believed to be negligible because the field-induced energy change in the electronic state is small: It is roughly 0.1 meV at 1 T. However, significant magnetic-field-induced effects may appear in some biological materials when the magnetic field is strong enough. Since the 1000 T class magnetic field has recently become available [1], a new research frontier can be developed using such a strong magnetic field. In the present work, we focus on microbial rhodopsins which have been intensively studied because they are photoreceptive proteins showing biological functions.

Schizorhodopsin (SzR1) is an inward  $H^+$  pump protein on the membrane. After being stimulated by light, a reaction called photo-isomerization takes place in SzR1 which only takes  $10^{-13} \sim 10^{-12}$  s to complete works [2]. From this reaction, all-*trans* retinal transform to 13-*cis* retinal. The electronic state and its change by photo-isomerization can be investigated with optical absorption spectroscopy. However, an ultrahigh magnetic field can not only influence the process of photo-isomerization but also the electronic state of SzR1, which can also lead to a change in the absorption spectrum.

Fig.1(a) shows the absorption spectra at 0 and 415 T. Although the spectra look like similar each other, there is a small but distinctive change in the spectrum by applying 415 T. The difference absorption spectrum is shown in Fig. 1(b). Because such a change is not observed when the magnetic field is smaller than 300 T, there can be some critical magnetic field.

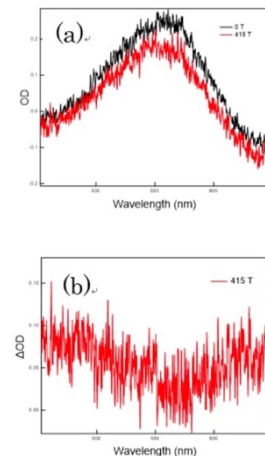


Fig.1 (a) The absorption spectra in 0 T and 415 T. (b) The difference between them in  $\Delta OD$ .

[1] Nakamura, et al. "Record indoor magnetic field of 1200 T generated by electromagnetic flux-compression. Rev. Sci. Instrum. 89(9), 095106, (2018)

[2] Inoue, Keiichi, et al. "Schizorhodopsins: A family of rhodopsins from Asgard archaea that function as light-driven inward  $H^+$  pumps." Science Advances 6.15 (2020): eaaz2441.

## 定常強磁場下における偏光顕微観察

木下雄斗<sup>A</sup>, 岡田 達典<sup>B</sup>, 三宅厚志<sup>A,B</sup>, 田中秀数<sup>C</sup>, 徳永将史<sup>A</sup>

<sup>A</sup>東大物性研, <sup>B</sup>東北大金研, <sup>C</sup>東工大イノベ

### Development of polarized microscopy system under steady high magnetic field

Y. Kinoshita<sup>A</sup>, T. Okada<sup>B</sup>, A. Miyake<sup>A,B</sup>, H. Tanaka<sup>C</sup>, M. Tokunaga<sup>A</sup>

<sup>A</sup>ISSP, The Univ of Tokyo, <sup>B</sup>IMR, Tohoku University, <sup>C</sup>IIDP, Tokyo Tech

磁気ドメインなどのマイクロな構造をその場観察し、磁場などの外場中での振る舞いを明らかにすることは基礎・応用の両側面において重要である。我々は磁場中の物性測定に汎用的に用いられる PPMS と偏光顕微鏡を組み合わせることで最大 14 T、温度範囲 2-400 K での偏光顕微観察が可能なイメージング装置[図(a)]を開発し運用している[1]。今回、光学窓付きのダイヤモンドアンビルセルを導入することで、圧力と磁場を同時に印加した状態での微小試料の偏光顕微観察を行った。対象として、三角格子反強磁性体 ( $T_N = 10.7$  K) の  $\text{CsCuCl}_3$  に着目した。本物質は磁場中で複数の量子相転移を生じ、磁場誘起量子相転移において顕著な圧力効果を示す[2]。c 面、厚み 50  $\mu\text{m}$  の  $\text{CsCuCl}_3$  単結晶を圧力セル内に導入し、室温で 1.4 GPa の圧力を印加した。この圧力セルを PPMS 内に導入し、さらに小型の LED を圧力セル下部に導入することで透過配置での観察を行った[図(b)]。低温において、試料を透過した光のファラデー回転を磁場中で観測した所、量子相転移に伴う磁化変化に対応するファラデー回転の変化を観測した。

また、本観察装置を東北大学金属材料研究所強磁場センターの無冷媒超伝導マグネットに導入すること

ことで 20 T を超える強磁場下での観察にも取り組んでいる。発表では、その経過についても報告する。

[1] Y. Kinoshita *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **93**,

073702 (2022).

[2] A. Sera *et al.*, *Phys. Rev. B* **96**, 014419 (2017).

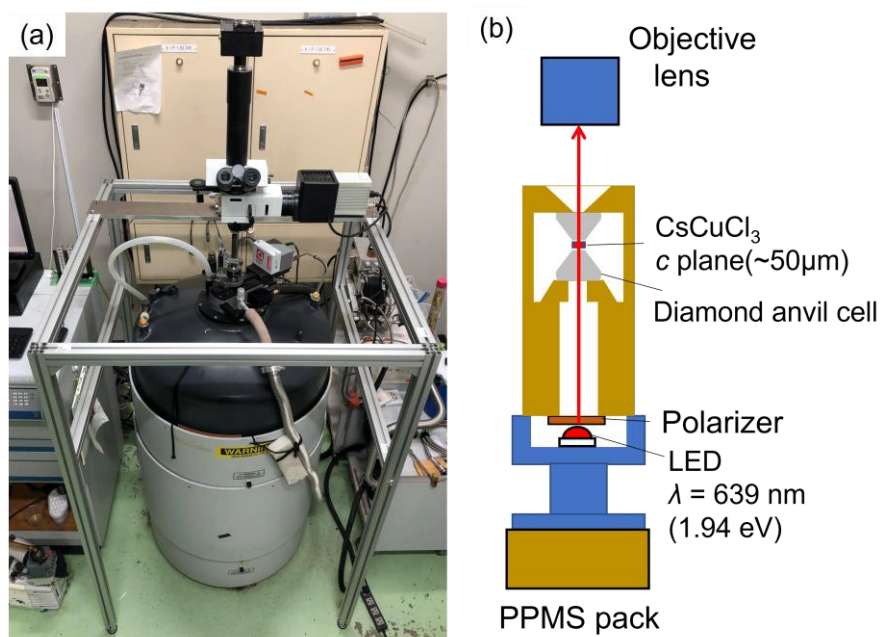


Figure (a) The picture of the equipment. (b) Schematic of the pressure cell.

## The dielectric constant measurements of BaTiO<sub>3</sub> in ultrahigh magnetic fields

P. Chiu<sup>A</sup>, Y. Ishii<sup>A</sup>, S. Tsukada<sup>B</sup>, K. Ohwada<sup>C</sup>, and Y. H. Matsuda<sup>A</sup>  
<sup>A</sup>*ISSP, UTokyo*, <sup>B</sup>*Fac. Edu., Shimane Univ.*, <sup>C</sup>*QST*

Ferroelectric compounds have been extensively studied for their structural and ferroelectric phase transitions, and one of the most well-known examples is BaTiO<sub>3</sub> (BTO). BTO exhibits a tetragonal crystal structure and spontaneous polarization at room temperature (300 K) due to the ordered arrangement of Ti<sup>4+</sup> ions in the lattice. When BTO is heated above the critical temperature ( $T_c = 390$  K), the Ti<sup>4+</sup> ions become disordered and reform into the cubic paramagnetic phase, accompanied by a sharp increase in the dielectric constant ( $\epsilon$ ) which can be as high as 10,000. Since the covalent bonding can be affected by a magnetic field when the magnetic field is extremely strong, ferroelectric phase transition may be induced by magnetic field accompanying structural change. Previous reports have indicated that the  $T_c$  of BTO shifts nonlinearly under an applied magnetic field up to 20 T [1], which motivated us to investigate the ferroelectric properties of BTO under pulsed ultrahigh magnetic fields [2].

The magnetic field dependence of the dielectric constant of BTO have been measured at different temperatures from 300 to 400 K in magnetic fields of up to 100 T. The details of the measurement techniques are shown in elsewhere [3].

Figure 1(a) shows the output radio-frequency (RF) signal that reflects the dielectric constant of the sample. The amplitude decrease observed at around 4.5  $\mu$ s suggests a temporal increase of the dielectric constant ( $\epsilon$ ). The  $\epsilon$  seems to tend to go back to the original value (at  $\sim 5$   $\mu$ s), but it is found that  $\epsilon$  remains a larger value by about 30% even after the magnetic field once becomes zero at around 6  $\mu$ s. The RF amplitude is plotted as a function of the magnetic field in Fig.1 (b). The irreversible phenomenon is likely to be due to the domain motion by a magnetic field. An even higher magnetic field experiment is planned to be performed.

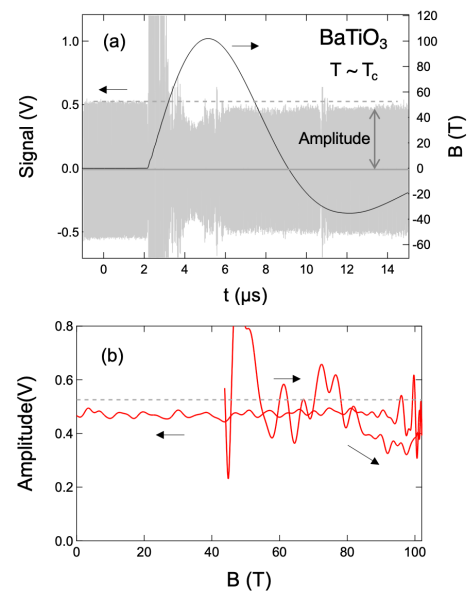


Fig.1 (a) The RF signal and magnetic field as a function of time. (b) Magnetic field dependence of the RF signal.

[1] D. Wagner and D. Bauerle, Phys. Lett. A, 83 (1981), p. 347

[2] N. Miura, T. Osada, and S. Takeyama, J. Low Temp. Phys. **133**, 139–158 (2003).

[3] P. Chiu et al., 24pPSH-47, JPS Spring Meeting 2023 (online).

## $S=1/2$ 反強磁性二本足スピラダー $\text{Cu}(\text{DEP})\text{Cl}_2$ の圧力下磁性

森本大幹<sup>A</sup>, 二本木克旭<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>A</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 本多善太郎<sup>B</sup>, 金道浩一<sup>C</sup>,  
萩原政幸<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 阪大先端強磁場, <sup>B</sup> 埼玉大院理工, <sup>C</sup> 東大物性研

### Magnetic properties of the $S = 1/2$ antiferromagnetic two-leg ladder $\text{Cu}(\text{DEP})\text{Cl}_2$ under high-pressure

T. Morimoto<sup>A</sup>, K. Nihongi<sup>A</sup>, T. Kida<sup>A</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, Z. Honda<sup>B</sup>, K. Kindo<sup>C</sup>, and M. Hagiwara<sup>A</sup>

<sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Osaka Univ., <sup>B</sup>Grad. Sch. Sci. Eng., Saitama Univ.,

<sup>C</sup>ISSP, Univ. Tokyo

$\text{Cu}(\text{DEP})\text{Cl}_2$  は、 $a$  軸方向を足方向とする二本足の梯子鎖を磁性イオン  $\text{Cu}^{2+}$  が形成する物質であり、横木方向を  $\text{Cl}^-$  イオン、足の方向を DEP (2,3-diethyl-pradine) が架橋する [1-3]。この物質は低温で非磁性基底状態と磁気的な第一励起状態の間にエネルギーギャップ ( $\Delta_s$ ) を持つスピンギャップ系物質だが、横木と足の交換相互作用  $J_{\text{rung}}$ ,  $J_{\text{leg}}$  と梯子間の交換相互作用  $J_{\text{int}}$  の大きさを制御することができれば、例えばギャップを有した状態からギャップレス状態への変化のような磁性の大きな変化が期待される。これまでに行った常圧下の強磁場磁化測定の結果からエネルギーギャップ  $\Delta_s = 10.6$  K と見積もっている [4]。また、常圧下の磁化率の温度変化測定から、高温から低温にするにつれて磁化率は増加し、10 K 付近にブロードなピークを持つ。さらに低温で指数関数的に減少する振る舞いが確認されている。

そこで本研究では、相互作用の大きさが変化するように高圧力をかけて、磁性の変化を調べた。図 1 に 0.76 GPa までの圧力下での磁化率測定の結果を示している。 $P \geq 0.34$  GPa では磁化率の値が 0.16 GPa 以下での磁化率の値から急激に減少し、低温で磁化率が上昇する振る舞いが見られた。また、ピーク位置の温度が高温側に急激にシフトした。講演ではこれらの変化について、ALPS による数値計算や圧力下強磁場磁化の実験結果との比較から考察し議論する予定である。

[1] S. Lindroos *et al.*, Act. Cryst. C 46, 2039 (1990).

[2] Z. Honda *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 81, 113710 (2012).

[3] T. Morimoto *et al.*, JPS Conf. Proc. 38, 011146 (2023).

[4] 森本大幹 他, 日本物理学会 2023 年春季大会, 25aC1-1

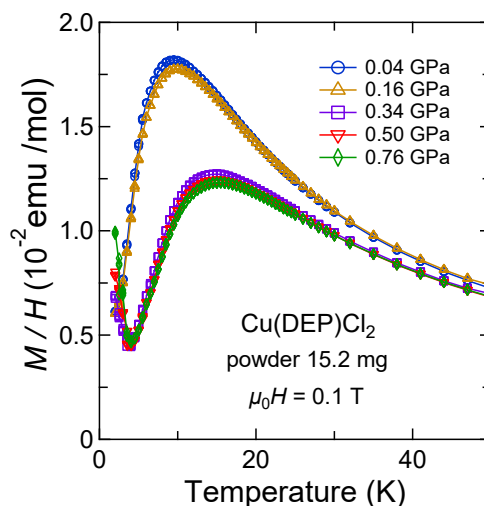


Fig.1. Temperature dependence of  $\text{Cu}(\text{DEP})\text{Cl}_2$  at various pressures in  $\mu_0 H = 0.1$  T

## The angle-field phase diagram of Na<sub>2</sub>Co<sub>2</sub>TeO<sub>6</sub> under ultrahigh magnetic field

Xu-Guang Zhou,<sup>A</sup> Han Li<sup>B</sup>, Chaebin Kim<sup>C</sup>, Akira Matsuo<sup>A</sup>, Katsuki Matsui<sup>A</sup>, Ishi Yuto<sup>A</sup>,

Zhuo Yang<sup>A</sup>, Atsuhiko Miyata<sup>A</sup>, Yoshimitsu Kohama<sup>A</sup>,

Koichi Kindo<sup>A</sup>, Je-Geun Park<sup>C</sup>, Wei Li<sup>B</sup>, Yasuhiro H. Matsuda<sup>A</sup>

<sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo, <sup>B</sup>CAS, <sup>C</sup>SNU

Compounds based on cobalt exhibiting high spin states are currently being explored as potential candidates for realizing the Kitaev model. Recent experimental evidence has indicated the presence of Kitaev interactions in Na<sub>2</sub>Co<sub>2</sub>TeO<sub>6</sub> [1]. However, the theoretical spin model for this compound is still under investigation and requires further clarification. To address this issue, it is crucial to measure the magnetization process of Na<sub>2</sub>Co<sub>2</sub>TeO<sub>6</sub> under an out-of-plane magnetic field. In this study, we investigate the magnetization process of Na<sub>2</sub>Co<sub>2</sub>TeO<sub>6</sub> under magnetic fields up to 100 T with varying field directions. Our results successfully reproduce the widely reported three low-field phase transitions, namely  $H_1$ ,  $H_2$ , and  $H_3$  [2, 3], under in-plane field conditions. Notably, the third transition,  $H_3$ , exhibits a larger anisotropy compared to the other two transitions,  $H_1$  and  $H_2$ . Further analysis, based on previously reported specific heat results up to 20 T under an out-of-plane magnetic field [4], suggests that the antiferromagnetic field may be suppressed at the third transition  $H_3$ . Additionally, we observe another phase transition at 82 T, which is documented in the angle-field phase diagram presented in Fig. 1. By comparing the angle-field phase diagrams of Na<sub>2</sub>Co<sub>2</sub>TeO<sub>6</sub> and the previously reported one for  $\alpha$ -RuCl<sub>3</sub>, we observe striking similarities. This similarity suggests the necessity of a similar micro-spin model to describe Na<sub>2</sub>Co<sub>2</sub>TeO<sub>6</sub>.

[1] Lin, Gaoting, *et al.*, Nat. comm. **12**. 5559.

(2021)

[2] Xiao, Guiling, *et al.*, J. Phys: condens. matter **34**. 075801 (2021).

[3] Zhang, Shengzhi, *et al.*, Phys. Rev. B **108**.

064421 (2023).

[4] Yang, Heejun, *et al.*, Phys. Rev. B **106**

L081116 (2022).

[5] Zhou, Xu-Guang, *et al.*, Nat. Comm. **14** 5613

(2023).

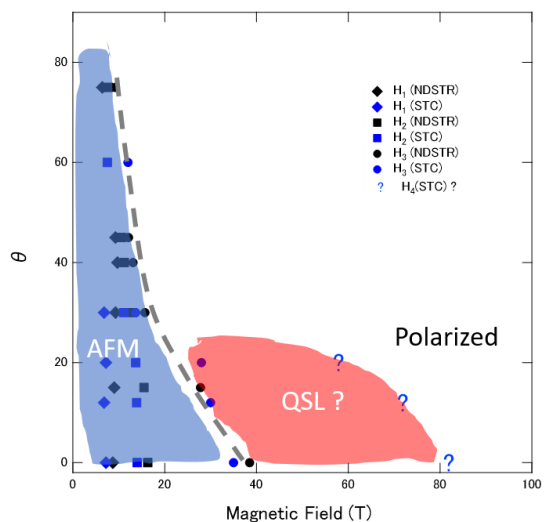


Fig. 1 Angle-field phase diagram of Na<sub>2</sub>Co<sub>2</sub>TeO<sub>6</sub> up to 100 T.

## 長周期らせん磁気構造を持つ三角格子磁性体 $\text{NiBr}_2$ の強磁場磁性

山下慧<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>A</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 金道浩一<sup>B</sup>, 萩原政幸<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 阪大先端強磁場, <sup>B</sup> 東大物性研

### High-Field Magnetism of the triangular lattice magnet $\text{NiBr}_2$ with long-wavelength cycloidal spin structure

K. Yamashita<sup>A</sup>, T. Kida<sup>A</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, K. Kindo<sup>B</sup>, M. Hagiwara<sup>A</sup>

<sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Osaka Univ., <sup>B</sup>ISSP, Univ. of Tokyo.

$\text{NiBr}_2$  は三方晶系の  $\text{CdCl}_2$  型の層状の結晶構造を持ち、 $\text{Ni}^{2+}$  ( $S = 1$ ) が磁性を担う。 $\text{Ni}^{2+}$  は  $ab$  面で三角格子を形成し、 $T_N = 44$  K 以下では、面内で共線的な強磁性、面間で反強磁性秩序を示す。また、 $T_{\text{IC}} = 22.8$  K 以下で  $(\delta \delta 3/2)$  方向へ伝播する非常に長周期の非整合なサイクロイド磁気秩序 (IC 相) を示すことが報告されている ( $T = 4.2$  K では  $\delta = 0.027$ ) [1]。IC 相では、磁気秩序が起因となって格子が歪み、強誘電分極が発生しているマルチフェロイクス特性が観測されている[2]。強磁場磁化 ( $T = 1.3$  K,  $H \perp c$ ) は、 $H_1 = 2.6$  T で IC 相から傾角反強磁性 (Canted AFM) 相への相転移に対応した微分磁化のシャープなピークを示し、 $H_3 = 32.9$  T で飽和する[3]。また、飽和磁場直前の  $H_2 = 31.5$  T で Fan 相への相転移を示すと考えられている[3,4]。本研究では、この相の振る舞いを調べるために、 $\text{NiBr}_2$  の単結晶を用いて様々な温度でパルス強磁場・定常磁場下での磁化測定および定常磁場下 ESR 測定を行った。

Fig. 1 に  $H \perp c$  での磁場・温度相図を示す。温度上昇とともに  $H_1$  が減少し、 $T \sim 22$  K 以上で IC 相から反強磁性秩序へと相転移する。同様に、 $H_2, H_3$  も温度上昇とともに減少し、40 K 近傍で Canted AFM 相の相境界が不明瞭になった。本公演では、 $H \parallel c$  での磁化および ESR 測定の結果を示すとともに、この物質の相転移について議論する。

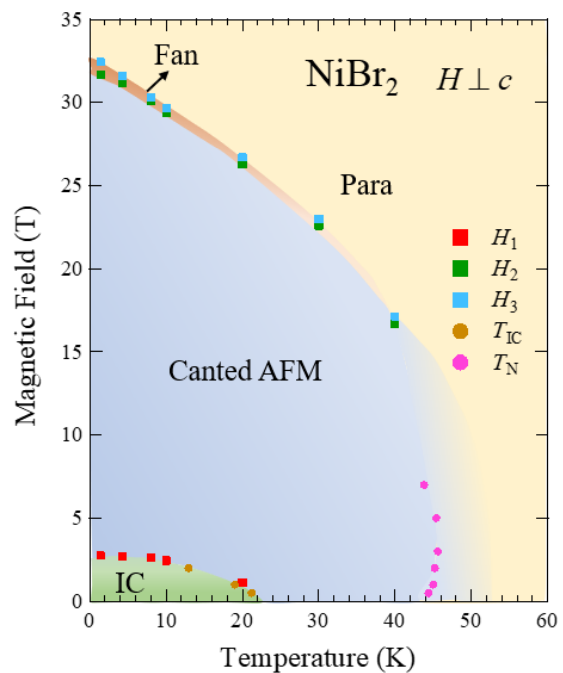


Fig. 1. Magnetic field and temperature phase diagram of  $\text{NiBr}_2$  ( $H \perp c$ )

#### 参考文献

- [1] A. Adam *et al.*, Solid State Commun. **35**, 1 (1980).
- [2] Y. Tokunaga *et al.*, Phys. Rev. B. **84**, 060406(R) (2011).
- [3] K. Katsumata *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **52**, 3313 (1983).
- [4] H. Yoshiyama *et al.*, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 713 (1984).

## V<sub>2</sub>O<sub>3+δ</sub>における超強磁場誘起絶縁体金属転移

石井裕人<sup>A</sup>, 彭詩悦<sup>A</sup>, 周旭光<sup>A</sup>, 新堀琴美<sup>B</sup>, 池田暁彦<sup>B</sup>, 松田康弘<sup>A</sup>,

<sup>A</sup>東大物性研, <sup>B</sup>電通大

### Ultrahigh field induced insulator-metal transition in V<sub>2</sub>O<sub>3+δ</sub>

Y. Ishii<sup>A</sup>, S. Peng<sup>A</sup>, K. Shimbori<sup>B</sup>, X. G. Zhou<sup>A</sup>, A. Ikeda<sup>B</sup>, and Y. H. Matsuda<sup>A</sup>

<sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo, <sup>B</sup>UEC

V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>は500 K付近において絶縁体-金属転移を示し、さらに170 K付近において金属から再び絶縁体に相転移を示す[1-3]。500 K付近における絶縁体-金属転移は純粋なモット転移に近い相転移である一方で、170 K付近の金属絶縁体転移は、基本的には電子相関が働いて絶縁体すると考えられているが、電気抵抗が5-7桁変化し、構造相転移、軌道秩序、磁気秩序も伴う多自由度が複合的に絡んだ複雑な相転移である[例えば4など]。正確な基底状態の解明と、低温強磁場領域における新たな電子相の探索を目指し、我々は磁場効果という側面からV<sub>2</sub>O<sub>3</sub>の金属絶縁体転移を調べている。

今回我々はV<sub>2</sub>O<sub>3+δ</sub>単結晶に対して超強磁場中電気抵抗測定を行った。V<sub>2</sub>O<sub>3+δ</sub>単結晶は、V<sub>2</sub>O<sub>3</sub>の粉末、金属バナジウムの粉末と輸送材TeCl<sub>4</sub>を用いた化学輸送法により育成し、δの値は先行研究で報告されているT<sub>Mi</sub>とδの関係から求めた[5]。100 T以上の超強磁場は一巻きコイル、また200 T以上の超強磁場は電磁濃縮法装置(EMFC)で発生させ、電気抵抗はRF反射率測定法により測定した。図1にδ ~ 0.03の結晶に対して行った超強磁場中RF反射率測定の結果を示す。それぞれのデータにおいてRF反射率が磁場中で減少しており、これは磁場による絶縁体-金属転移を示唆するものである。また転移磁場が、温度を下げていくと一度上がり、再び下がっていくという振る舞いを示すことが明らかになった。講演では実験のセットアップや結果をさらに詳細を紹介し、実験結果をもとにV<sub>2</sub>O<sub>3</sub>の金属-絶縁体転移について議論する予定である。

[1]F. J. Morin, Bell System Tech. J. **37**, 1047 (1958). [2]F. J. Morin Phys. Rev. Lett. **3**, No.1 34-36 (1959). [3]M. Foex, and J. Wucher, Compt. Rend. **241**, 184 (1955). [4]W. Bao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, No. 3 507-510 (1997). [5]Y. Ueda *et al.*, J. Solid State Chem. **31**, 171-188 (1980).

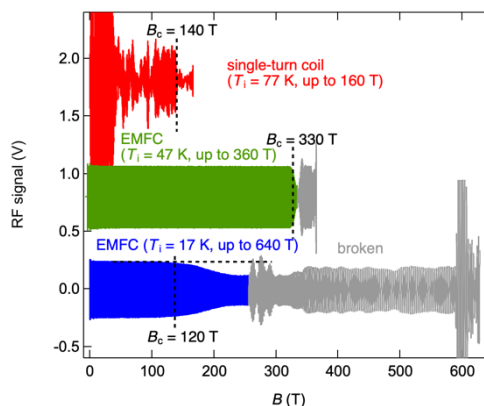


図1 V<sub>2</sub>O<sub>3+δ</sub> (δ ~ 0.03)のRF反射率測定の結果。灰色は試料が壊れてしまっている領域。

## $\text{Y}_3\text{Cu}_9(\text{OH})_{19}\text{Cl}_8$ 型の歪みを持つカゴメ反強磁性体の磁化プラトー

菩提寺和, 森田克洋, 福元好志

東理大創域理工

### Magnetic plateaus of kagome antiferromagnets with $\text{Y}_3\text{Cu}_9(\text{OH})_{19}\text{Cl}_8$ type distortion

K. Bodaiji, K. Morita, Y. Fukumoto

Tokyo University of Science

カゴメ格子は磁気フラストレーションの研究において重要な舞台である。この格子について最隣接サイト間の交換相互作用の値が全て均一なものや相互作用の値がいくつか存在する不均一なものに分類したとき、前者についてはこれまで精力的に研究が行われてきた。一方で、後者については対応する構造を持った磁性化合物は多いものの理論研究は前者と比べて多くはない。そこで本研究では $\text{Y}_3\text{Cu}_9(\text{OH})_{19}\text{Cl}_8$ という歪みを持った spin-1/2 カゴメ反強磁性体における磁化曲線が得られるのかを Lanczos 法を用いた厳密対角化により調査した。

先行研究によると本磁性化合物は銅原子からなるカゴメ格子を形成し、 $J_r, J_g, J_b$ の異なる値の3つの相互作用を持つ[1]。また、Unit cell は 9 site から成る。加えて古典スピン系においては興味深い基底状態が得られることもわかっている[2]。我々は本物質を量子スピン系として扱い、計算を行ったところ以下のことがわかった。

- $M=1/9, 1/3, 1/6, 5/9, 7/9$  において磁化プラトーが存在している可能性がある。1/3, 5/9, 7/9 については有限サイズ効果の影響がほとんどみられず、かつスピン相関を確認すると Magnon Crystal State[3]のような状態を形成している。
- $M=1/6$  から  $5/18$  への磁化が不連続に変化しており一次相転移が起こる可能性がある。
- $\text{Y}_3\text{Cu}_9(\text{OH})_{19}\text{Cl}_8$ の相互作用パラメータの組 ( $J_r, J_g, J_b$ )を様々に変えて計算を行った場合も多くのパラメータセットで上記の特徴を確認することができた。このことからこれらは本質的なものであると期待される。

[1] Puphal and *et al.*, *Journal of Materials Chemistry C*, 5(10):2629-2635, 2017.

[2] Hering and *et al.*, *npj Computational Materials*, 8(1):10, 2022.

[3]Capponi and *et al.*, *Physical Review B*, 88(14):144416, 2013.



## Unusual Optical Absorption in NiPS<sub>3</sub> Induced by Zhang-Rice Transitions in High Magnetic Fields

KY HUANG<sup>A</sup>, Dr. Jaena Park<sup>B</sup>, Prof. Je-Geun Park<sup>B</sup>, Dr. ZHUO YANG<sup>A</sup>, Prof. Yoshimitsu Kohama<sup>A</sup>, Y. H. Matsuda<sup>A</sup>,

<sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo <sup>B</sup>Seoul National University

NiPS<sub>3</sub> is a quasi two-dimensional Mott insulator that exhibits antiferromagnetic order below the Néel point  $T_N = 155$  K. In the optical absorption spectrum, it has been reported that the two absorption peaks at 1.47 eV and 1.5 eV appear at a low temperature due to the spin-orbit entangled excitons which is known as Zhang-Rice (ZR) transition[1].

In the present study, we have measured magneto-absorption spectra in NiPS<sub>3</sub> in pulsed high magnetic fields of up to 140 T. A non-destructive pulsed magnet was used for the measurement of the detailed temperature variation of the magneto-absorption spectra up to 50 T. The horizontal single-turn coil (HSTC) system was used for higher field region up to 140 T. The magnetic field dependence of the optical absorption spectrum has never been reported in magnetic fields greater than 10 T [2]. The high-field magneto-absorption can provide insight into the understanding of the ZR transition. The experiments were done at low temperatures.

Figure 1 shows the absorption spectra at different magnetic fields at 10 K. The spectrum at 0 T is in very good agreement with that reported in the previous study [1]. When magnetic field increases, it is found that the peak at 1.47 eV shifts to lower energy, while the peak at 1.5 eV shifts to higher energy. The absolute value of the higher-energy-peak shift (blue shift) is larger than the absolute value of the lower-energy-peak shift (red shift). In addition, the temperature dependence of the energy shifts of these two peaks is obtained in magnetic fields of up to 50 T. The both energy shifts are found to become smaller with increasing temperature, indicating that as the temperature gets closer  $T_N$ , both absorption peaks ceased to respond to the magnetic field.

In a high magnetic field, the energy gap of the Zhang-Rice transition is expected to decrease because the lower energy peak due to the ZR transition was observed to shift to lower energy with magnetic field. However, this finding contradicts to the expected behavior; the energy gap should increase with increasing magnetic field because the ZR triplet state is believed to be the ground state. Hence some breakthrough for the interpretation of the ZR transition is highly required. Regarding the higher-energy-peak, the transition is associated with magnon excitations. The higher energy shift can be due to the increase of the magnon energy.

[1] Kang, S., Kim, K., Kim, B.H. *et al. Nature* **583** 785–789 (2020).

[2] arXiv:2306.07660

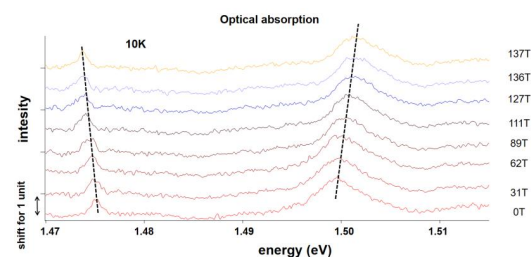


Fig.1 Absorption spectra at different

## ハニカム格子反強磁性体 $(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_2(\text{pymca})_3(\text{ClO}_4)$ ( $M = \text{Zn}, \text{Ni}$ ) の強磁場磁性

井上祥<sup>A</sup>, 木田孝則<sup>A</sup>, 本多善太郎<sup>B</sup>, 鳴海康雄<sup>A</sup>, 金道浩一<sup>C</sup>, 萩原政幸<sup>A</sup>

<sup>A</sup> 阪大先端強磁場, <sup>B</sup> 埼玉大院理工, <sup>C</sup> 東大物性研

### High-Field Magnetism of the Honeycomb-Lattice Heisenberg Antiferromagnet

#### $(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_2(\text{pymca})_3(\text{ClO}_4)$ ( $M = \text{Zn}, \text{Ni}$ )

S. Inoue<sup>A</sup>, T. Kida<sup>A</sup>, Z. Honda<sup>B</sup>, Y. Narumi<sup>A</sup>, K. Kindo<sup>C</sup>, M. Hagiwara<sup>A</sup>

<sup>A</sup>AHMF, Grad. Sch. Sci., Osaka Univ., <sup>B</sup>Grad. Sch. Sci. Tech., Saitama Univ., <sup>C</sup>ISSP, Univ. of Tokyo

$\text{Cu}_2(\text{pymca})_3(\text{ClO}_4)$  は pymca (pyrimidine-2-carboxylate) で架橋された  $\text{Cu}^{2+}$  イオン ( $S = 1/2$ ) がハニカム格子を組む金属錯体化合物である[1]。この物質は異なる3種類の反強磁性相互作用を有するボンド(反強磁性ボンド)で構成されており(Fig. 1の挿入図)、比熱測定から0.6 Kまで磁気秩序していないことがわかっている[2]。70 Tまでの磁化測定の結果、約15 Tまでほぼ磁化が出ず、約20 Tから1/3磁化プラトー、55 T付近に2/3磁化プラトーが観測されている[2]。これは、3種類の反強磁性ボンドのうち二種類の大きさがほぼ等しくて、零磁場での基底状態は、ほぼ等しいそれらの反強磁性ボンドでシングレットを組むヘキサゴナルシングレット状態であることを示唆している[3]。本研究では、この物質の非磁性基底状態や磁化プラトーの起源をより詳細に調べるために、 $\text{Cu}^{2+}$  を非磁性の  $\text{Zn}^{2+}$  および  $S = 1$  の  $\text{Ni}^{2+}$  で置換した  $(\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x)_2(\text{pymca})_3(\text{ClO}_4)$  ( $M = \text{Zn}, \text{Ni}$ ) の磁化率、強磁場磁化と電子スピン共鳴の測定を行った。

図1に1.4 Kにおける  $(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_2(\text{pymca})_3(\text{ClO}_4)$  ( $x = 0, 0.034, 0.163$ ) の強磁場磁化の実験結果を示す。母物質( $x=0$ )に比べ  $\text{Zn}^{2+}$  で置換した試料は、1/3磁化プラトーが不明瞭になり、低磁場での磁化の立ち上がりがより顕著に観測された。この低磁場の磁化の立ち上がりについては、ヘキサゴナルシングレットの形成を仮定し、 $\text{Cu}^{2+}$  と  $\text{Zn}^{2+}$  で構成された異なる種類の六角形の存在確率から磁化の値を説明することができた。講演では、 $\text{Ni}^{2+}$  で置換した試料の実験結果についても合わせて報告し、この物質の磁性について議論する。

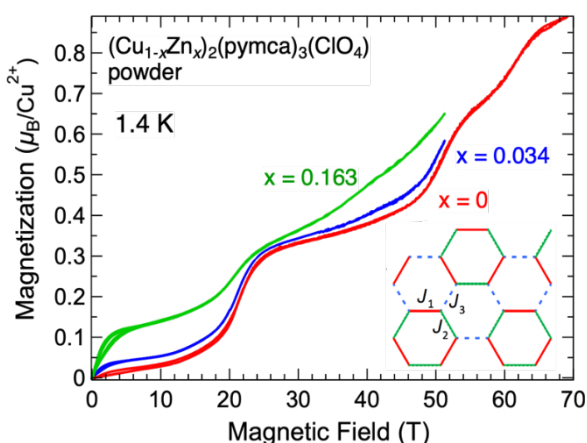


Fig. 1. High-field magnetization of  $(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_2(\text{pymca})_3(\text{ClO}_4)$  ( $x = 0, 0.034, 0.163$ ) at 1.4 K.

#### 参考文献

- [1] K. Sugawara *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 123302 (2017).
- [2] A. Okutani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **88**, 013703 (2019).
- [3] T. Shimokawa *et al.*, Phys. Rev. B **106**, 134410 (2022).

## **Magnetization of a spinel compound $\text{MgTi}_2\text{O}_4$ in high magnetic fields up to 95T**

Junmeng Zhao, Yuto Ishii, and Yasuhiro Matsuda

Spinel oxides with the  $\text{AB}_2\text{X}_4$  crystal with the structure of  $\text{AX}_4$  tetrahedra and  $\text{BX}_6$  octahedra, are renowned for their wide-ranging properties and functionalities, encompassing spin fluctuations, charge ordering, and orbital ordering. These materials exhibit fascinating characteristics, including superconductivity, ferroelectricity, and magnetostriction, making them highly versatile for applications in electronics, catalysis, and electrochemical sciences such as batteries, fuel cells, and electrochemistry[1].  $\text{MgTi}_2\text{O}_4$  with spinel-type structure exhibits a structural transition from cubic to tetragonal around 260 K which is accompanied by a drastic change of resistivity and suppression of magnetic susceptibility in the low-temperature insulating phase. While the low temperature phase is highly insulating, the high temperature phase behaves as a bad metal or a semiconductor with gradual increase of resistivity by cooling. After phase transition, the magnetization drops abruptly from Pauli paramagnetism to non-magnetic behavior due to the simultaneous spin-dimer formation[2]. It is a potential candidate for single-valence dimerization due to the  $3d^1$  electronic configuration of  $\text{Ti}^{3+}$ [3]. This intriguing behavior has motivated numerous research groups to explore the underlying physical mechanism. However, there have been no studies conducted on the magnetic effects for this system.

In this research, we have measured the magnetization up to 95T of  $\text{MgTi}_2\text{O}_4$  at several temperatures by vertical single turn coil system. However,  $\text{MgTi}_2\text{O}_4$  does not undergo a phase transition up to 95T even at 250K. This result indicates that the insulating state of  $\text{MgTi}_2\text{O}_4$  is robust against the magnetic field. In this presentation, we will introduce the experimental results and discuss the physical properties of  $\text{MgTi}_2\text{O}_4$  in terms of the magnetic field effects.

[1] Shi, Yujun, et al. *Journal of Alloys and Compounds* 788:891-896(2019).

[2] Isobe, Masahiko, and Yutaka Ueda. *Journal of the Physical Society of Japan* 71.8 : 1848-1851(2002).

[3] M. Schmidt, W. Ratcliff, P.G. Radaelli, K. Refson, N.M. Harrison, S.W. Cheong *Phys. Rev. Lett.*, 92 (2004).

## パルス強磁場中の有線測定

## ノイズ対策としての GFRP デュワーの開発

三田村裕幸<sup>A</sup><sup>A</sup> 東大物性研Development of GFRP dewar as a noise countermeasure  
for wired measurements in pulsed high magnetic fieldsH. Mitamura<sup>A</sup><sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo,

パルス磁場中の有線測定における固有のノイズは、不均一磁場中における信号線の作るループが振動することによって生じる誘導起電力であることがわかってきた。従来のノイズ対策は、「励磁に伴うマグネットの振動をいかにプローブに伝えないか」だったが、新しい考えでは、「マグネットと（デュワーを含む）プローブの相対変位をいかに小さくするか」が変わった。他方、マグネットに近い部分（デュワーやプローブ）の材質に金属を使うと、電磁誘導による渦電流で磁場が発生し、これが主磁場と反発するとその金属が弾性変形しその復元力によって機械的振動が起きることがわかってきた[1]（図1参照）。従来から経験的に「メタルデュワーよりもガラスデュワーの方が、ノイズ低減に効果がある」とされてきたが、その理由は上記の効果で説明がつく。しかしながら、励磁に伴うマグネット自体の振動がある場合に、ガラスデュワーでは機械強度と保持方法の問題でマグネットとの相対変位を減らすことは難しく、現状より進んだノイズ対策は難しい。また、ガラスデュワーには将来的な供給不安もある。そこで、非磁性・非金属でかつある程度機械強度があつて保持方法が容易なものとして、登壇者はGFRP製のデュワーの開発を始めたのでその進捗を報告する。

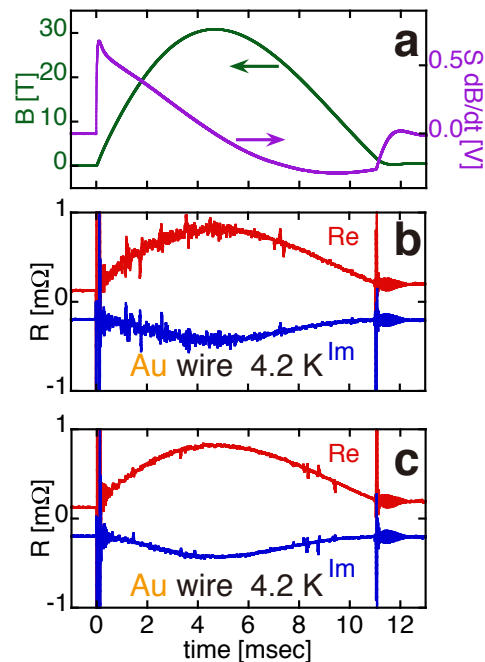


図1：(a)磁場  $B$  vs. 時間  $t$ 、(b) SUS管あり、(c) SUS管なしの AC 磁気抵抗測定の結果。SUS管なしの方が、明らかにノイズが少ない。参考文献[1]の Fig. 20 より抜粋。

[1] H. Mitamura, R. Watanuki *et.al.* Rev. Sci. Instrum. **91**, 125107 (2020).

## <sup>4</sup>He 液体で冷却された 6 N 高純度銅コイルによるロングパルス発生

小濱芳允<sup>A</sup>, 井慶彦原<sup>B</sup>, Zhuo Yang<sup>A</sup>, 松井一樹<sup>A</sup>, 金道浩一<sup>A</sup>,

<sup>A</sup> 東大物性研, <sup>B</sup> 北大理学研究科

### Liquid helium-cooled high-purity copper coil for long pulsed magnetic fields

Y. Kohama<sup>A</sup>, Y. Ihara<sup>B</sup>, Z. Yang<sup>A</sup>, K. Matsui<sup>A</sup>, and K. Kindo<sup>A</sup>

<sup>A</sup>ISSP, Univ. Tokyo, <sup>B</sup>Hokkaido Univ.

Pyotr L. Kapitza によって、1924 年に世界で初めてパルス磁場の発生が報告された[1]。このブレイクスルーから約 100 年の年月を経て様々な磁場発生手法が開発され、特に 2000 年頃から 1 秒程度の長い時間スケールのパルス磁場である「ロングパルス」が頻繁に発生されるようになった[2]。現時点でのロングパルス磁場の磁場強度・及び磁場発生時間はロスアラモス研究所の 60T・2 秒が世界最高と考えられるが[2]、さらなる強磁場化・長時間化を目指し、世界各地でフライホイール[2]、スーパーキャパシタ[3]等を使った磁場発生回路の改良が進められている。

本研究ではコイルの材質およびコイル温度を調整することで、磁場発生回路に手を加えることなく、発生磁場強度および磁場発生時間が飛躍的に上昇することを示す。オームの法則を考えると、コイルに流れる電流(~電流に比例する磁場強度)は電圧と回路抵抗の比で決定される。この単純な考え方は、短いパルス磁場の発生においてはインダクタンス成分が無視できないため正しくないが、一方でロングパルス磁場においては有効と思われる。このため回路の直流抵抗の減少を狙い、本研究では高純度銅 (6N) を使い RRR が 1140 の高純度銅コイルを製作した(0.15mΩ@4.2K、19.3K@77K、171 mΩ@300K)。この高純度コイルをスーパーキャパシタで励磁し、77K まで冷却したコイルと比較して、液体ヘリウムにより冷却したコイルは磁場強度および磁場発生時間がほぼ倍増することを確認した(Fig.1)[4]。このような磁場強度・発生時間の拡張により、多岐に渡る物性測定手法が強磁場領域で応用可能となると期待される[5]。

- [1] P. L. Kapitza, *Proc. R. Soc. A* **105**, 691 (1924).
- [2] F. Herlach, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 859 (1999).
- [3] K. Matsui, T. Kanda, Y. Ihara, K. Kindo, and Y. Kohama, *Rev. Sci. Instrum.* **92**, 024711 (2021).
- [4] Y. Kohama, Y. Ihara, Z. Yang, K. Matsui, and K. Kindo, *Rev. Sci. Instrum.* **94**, 074701 (2023).
- [5] Y. Kohama, T. Nomura, S. Zherlitsyn, and Y. Ihara, *J. Appl. Phys.* **132**, 070903 (2022).

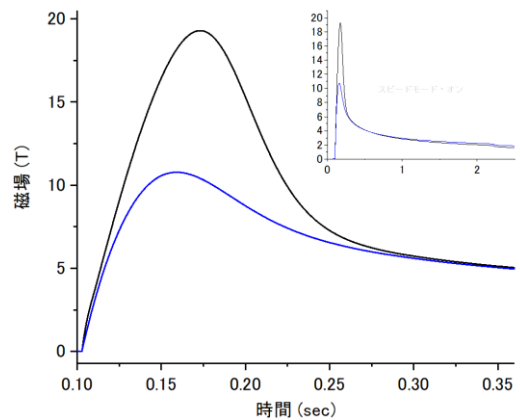


Fig. 1. Field profiles generated by high-purity copper coil. The coil was cooled by liq. <sup>4</sup>He (black) or liq. N<sub>2</sub> (blue).