

---

# 会場 A

## 領域 1, 3, 4

---

### A-1

#### CoMnGe の構造転移 (六方から斜方) への Fe 原子置換による効果

鹿児島大学大学院・理工<sup>A</sup> 大久保友里<sup>A</sup>, 衛藤翔一<sup>A</sup>, 藤井伸平<sup>A</sup>

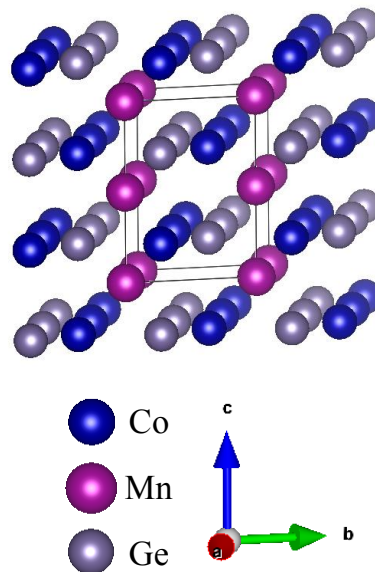
室温付近で磁気構造転移する物質は、高性能の磁気冷凍材料としての実用の可能性を秘めている。

CoMnGe は温度を下げていくと、 $T_m = 420\text{K}$  で、六方構造 ( $\text{Ni}_2\text{In}$  型) から斜方構造 ( $\text{TiNiSi}$  型) へ構造転移 (マルテンサイト変態) を起こす。六方構造及び斜方構造でのキュリー温度はそれぞれ、 $T_C^A = 276\text{K}$ ,  $T_C^M = 355\text{K}$ [1-3] である。 $T_m$  を  $T_C^M$  より下げることができれば、構造転移と磁気転移 (常磁性状態から強磁性状態) を同時に起こすことが可能となる。この目的のために空格子や第四元素を導入することが行われている。

我々は、Co 又は Mn を Fe 原子で置換した場合どのような変化があるかを、電子構造計算により調べた。Co 原子、Mn 原子どちらを置換した場合も、六方構造の安定化 ( $T_m$  の低下) を示唆する結果を得た。

参考文献 [1]V.Johnson, Inorganic Chemistry 14 (1975) 1117. [2]W.Jeitschko, Acta Crystallographica Section B 31 (1975) 1187. [3]A.Szytula, A.T.Pedziwiatr, Z.Tomkowicz,

W.Bazela, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 25 (1981) 176.



六方構造( $\text{Ni}_2\text{In}$ 型)

## A-2

### Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子における逐次磁気転移のサイズ依存性

九工大工<sup>A</sup>, 福岡大理<sup>B</sup> 界幸司<sup>A</sup>, 田尻恭之<sup>B</sup>, 重松裕一<sup>A</sup>, 出口博之<sup>A</sup>, 美藤正樹<sup>A</sup>, 香野淳<sup>B</sup>

Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> はスピネル型遷移金属酸化物の一種で、A サイトの Mn<sup>2+</sup>、B サイトの Mn<sup>3+</sup> を有するフェリ磁性体である。隣接 B サイト間に超交換作用が働くため幾何学的なフラストレーションが生じ、低温で 3 段階の逐次磁気転移が見られる。また、最近では秩序相でのフラストレーションによる格子ひずみが観測されている。我々は Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> を微粒子にすることでフラストレーションや格子ひずみが変調し、バルクとは磁気秩序が変化することを期待して、Mn<sub>3</sub>O<sub>4</sub> ナノ粒子を合成し、その磁性のサイズ効果を調べた。各転移温度は図の様にバルクと同様に ZFC 磁化の温度微分のピークにより評価した。各転移温度のサイズ依存は 10nm 以上では、ほとんど見られな

ったが、10nm 以下ではサイズの減少とともに低下した。講演では、磁化過程および交流磁化率の結果についても報告する。

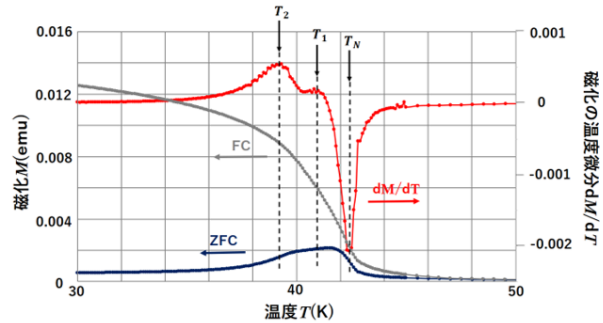


図. 粒径11.4nm試料における直流磁化測定

## A-3

### ミュオンスピン回転／緩和法で見た二次元磁性体 BaNi<sub>2</sub>V<sub>2</sub>O<sub>8</sub> の磁気秩序

佐賀大院工<sup>A</sup> 石橋大樹<sup>A</sup>, 山内一宏<sup>A</sup>

ハニカムスピン系において最隣接スピン間での反強磁性相互作用のみを考える場合、フラストレーションは生じない。しかし、第 2、第 3 隣接のスピン間にも反強磁性相互作用が働くと考えた場合には、フラストレーションが生じる。本研究では 2 次元磁性体として知られている BaNi<sub>2</sub>V<sub>2</sub>O<sub>8</sub> に注目した。この物質は Ni<sup>2+</sup> が  $S = 1$  を持ち、ハニカム構造を形成している。また、約  $T_N = 50$  K で反強磁性磁気秩序を示すことが知られており、中性子回折実験により Ni<sup>2+</sup> の磁気モーメントが  $1.55 \mu_B$  と見積もられている。これは予期されていた  $2 \mu_B$  よりも小さい値で量子揺らぎに起因すると報告されている。[1]

我々は、BaNi<sub>2</sub>V<sub>2</sub>O<sub>8</sub> の磁気秩序の詳細を探るため、多結晶を用いてミュオンスピン回転／緩和法 ( $\mu$ SR) 実験を行った。 $\mu$ SR 実験は、物質に 100 % スピン偏極したミュオンを打ち込み、そのミュオンスピン偏極度の時間依存性を見ることで、物質のマイクロな磁性を見る手段である。

図 1 は、ゼロ磁場 (ZF) および 3 kG の縦磁場 (LF) の下で測定した  $\mu$ SR スペクトルである。この図はミュオンスピ

ン偏極度の時間依存性を表している。ZF- $\mu$ SR スペクトルには、自発磁化に由来するスペクトルの振動が観測された。LF- $\mu$ SR スペクトルには、指数関数型の緩和が観測された。これは、磁気秩序状態において遅い磁気揺らぎが存在していることを示している。

[1] N.Rogado *et al.*, Phys. Rev. B **65**, 144443 (2002)

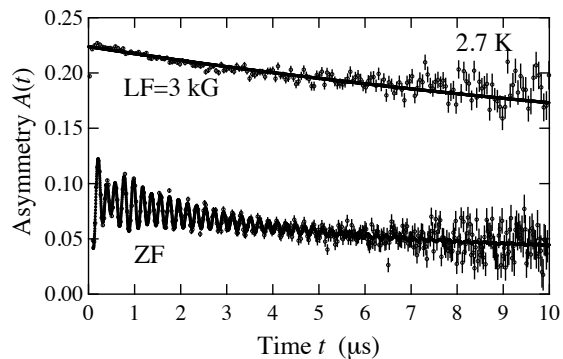


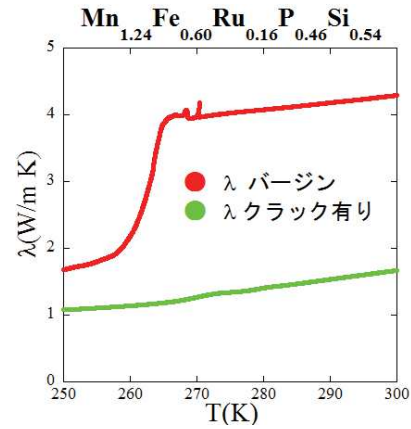
図1. ゼロ磁場(ZF)および3 kGの縦磁場(LF)の下で測定した 2.7 Kにおける $\mu$ SRスペクトル。

## A-5

### 巨大磁気熱量効果を持つ Mn 系化合物の熱伝導度測定

九州大学大学院理学府磁性物理学研究室<sup>A</sup> 福田光祐<sup>A</sup>, 和田裕文<sup>A</sup>

(MnFeRu)2PSi 化合物は室温付近で巨大磁気熱量効果を示し、優れた磁気冷凍材料として注目されている。しかし、実用面で重要な要素である熱伝導度の測定報告例は殆どない。そこで本研究では定常熱流法による熱伝導度測定装置を自作し、様々な Mn 系化合物の熱伝導度を 100 K~室温で測定した。(MnFeRu)2PSi は転移温度で一次転移を示し、格子定数が不連続に変化しクラックが入ることが知られているため、実験では転移前後の熱伝導度と電気抵抗を測定した。図に測定した熱伝導度のデータを示す。赤はバージンの降温過程でクラックが入ると熱伝導度  $\lambda$  は急激に小さくなる。緑はその後の昇温過程である。電気抵抗の測定から緑の熱伝導度はほとんど格子振動によるものであることがわかった。詳細は当日報告する。



## A-6

### ホイスラー化合物 Fe<sub>3-x</sub>Mn<sub>x</sub>Si の磁気特性

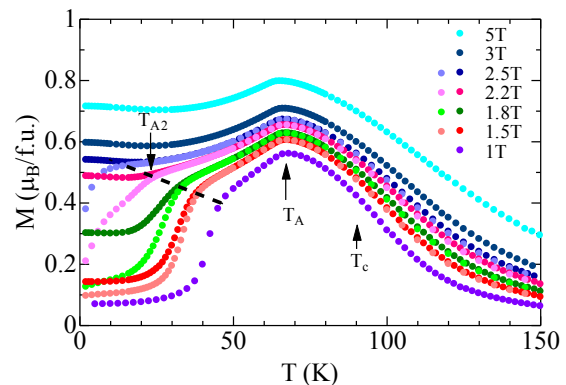
鹿児島大学理<sup>A</sup>, 鹿児島大学理工<sup>B</sup> 野々山智仁<sup>A</sup>, 足立玄太<sup>A</sup>, 加藤遼太<sup>A</sup>, 重田出<sup>A</sup>, 廣井政彦<sup>A</sup>, 真中浩貴<sup>B</sup>, 寺田教男<sup>B</sup>

ホイスラー化合物 Fe<sub>3-x</sub>Mn<sub>x</sub>Si では、 $x = 0.75$  で、強磁性転移 ( $T_C$ ) を、さらに低温で強磁性と反強磁性が競合する複雑な相に転移する ( $T_A$ ) ことが知られている。 $x > 1$  では同様の転移が見られるが、 $1.7 < x < 1.8$  では、それ以下の  $x$  で見られないメタ磁性的な転移が報告されているが [1]、 $T_A$  での反強磁性的な転移との関連は不明である。そこで、 $1.5 < x$

$1.8$  の試料について、様々な温度下、磁場下で磁化の測定を行った。図に  $x = 1.7$  での磁化の温度依存性を示す。90 K 付近で強磁性転移 ( $T_C$ ) を示す。66K 付近の磁化のピークは  $x = 1$  で見られたものと同様な反強磁的転移を示す転移点  $T_A$  であり、ほとんど磁場変化しない。また、 $T_A$  のさらに低温でも磁化の急激な減少があり、別の反強磁性的転移が起きていると考えられる。この転移点  $T_{A2}$  は  $T_A$  にくらべ磁場変化が大きく、この磁場変化は組成によって変化することが確認できた。さらに、 $x=1.7$  の磁化測定 ( $M-B$ ) により、 $T_{A2}$  での

転移はメタ磁性的振舞いを示し、低温では大きなヒステリシスを持つことが確認された。

[1] Al-kanani H, Booth J G and Yoon S, J. Appl. Phys. **73** (1993) 5671



## A-7

### ホイスラー化合物 $\text{Fe}_{3-x}\text{Mn}_x\text{Si}$ の磁場中輸送特性

鹿児島大学<sup>A</sup> 加藤遼太<sup>A</sup>, 野々山智仁<sup>A</sup>, 足立弦太<sup>A</sup>, 大岡隆太郎<sup>A</sup>, 重田出<sup>A</sup>, 廣井政彦<sup>A</sup>

ホイスラー化合物は強磁性記憶効果やハーフメタル特性を示す物質として注目されている。 $\text{Fe}_{3-x}\text{Mn}_x\text{Si}$  もハーフメタルと予測されており、 $x \geq 0.75$  では強磁性転移 ( $T_C$ ) を、さらに低温で強磁性と反強磁性が競合する複雑な相に転移する ( $T_A$ ) ことが知られている。本研究では、 $\text{Fe}_{3-x}\text{Mn}_x\text{Si}$  ( $x = 1.6, 1.7, 1.8$ ) の磁場中輸送特性について調べるために  $0 \text{ T} \leq B \leq 9 \text{ T}$  の磁場範囲、 $2 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$  の温度範囲で電気抵抗、磁気抵抗測定を行った。図 1 に  $x = 1.7$  の磁気抵抗を示す。すべての試料において、高磁場領域ではいずれの温度でも、負の磁気抵抗効果が観測された。また、 $\text{Fe}_{1.3}\text{Mn}_{1.7}\text{Si}$  では 60 K 以下で、磁気抵抗効果の振る舞いに変化が見られる磁場が存在する (図 1 の矢印)。その点をプロットし磁気相図を作成すると、磁化測定で求められた  $T_{A2}$  での反強磁性転移 ( $x = 1.7, 1.8$  において新たに出現する、本会講演 野々山ら) を示していると推測できた。

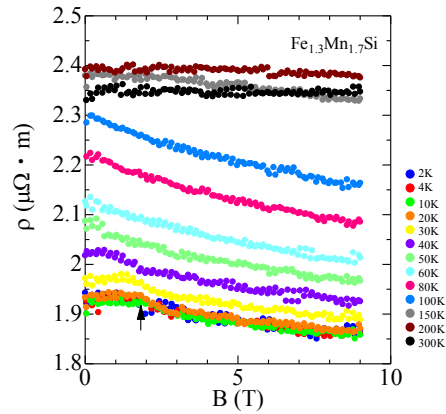


図 1  $\text{Fe}_{1.3}\text{Mn}_{1.7}\text{Si}$  の各温度での磁気抵抗

## A-8

### MnCoGe のマルテンサイト変態への熱処理効果

鹿児島大学 理学部<sup>A</sup>, 鹿児島大学大学院 理工学研究科<sup>B</sup>, 東北大学 金属材料研究所<sup>C</sup> 野口滉平<sup>A</sup>, 増満勇人<sup>B</sup>, 梅津理恵<sup>C</sup>, 三井好古<sup>B</sup>, 小山佳一<sup>B</sup>

MnCoGe は強磁性体で、六方晶  $\text{Ni}_2\text{In}$  型 (高温相) の結晶構造から斜方晶  $\text{TiNiSi}$  型 (低温相) にマルテンサイト変態を示す。MnCoGe 系化合物のキュリー温度とマルテンサイト変態温度は置換元素や組成変化により制御でき、マルテンサイト変態に伴う磁気熱量効果などの磁気特性変化が注目されている。しかし、マルテンサイト変態温度は作製法によって散逸している。本研究では、熱処理条件の違いに着目し、結晶構造を評価した。

反応焼結法によって作製した MnCoGe 合金について、1123 K で 5 日間熱処理し 1 日かけて室温まで徐冷した。均質化の為にもう一度、徐冷時間を変化させて熱処理を行った。図は 3 日間 1123 K を保持しその後 3 日間かけて室温まで徐冷した時の粉末 X 線回折パターンである。全て六方晶のピークで指数付けできた。本講演では、1 週間まで冷却時間をのぼし、熱処理時の冷却速度が結晶構造とマルテンサイト変態温度に及ぼす影響を報告する。

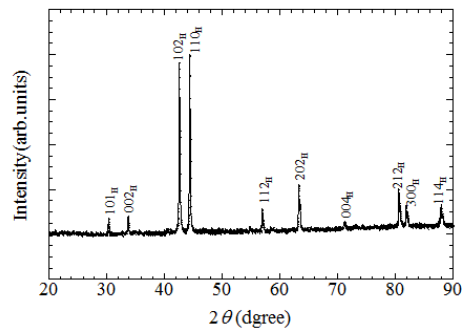


図 3 3日間熱処理後、3日かけて室温まで徐冷した試料の粉末X線回折パターン

## A-9

### First-order phase transition and magnetic properties of $\text{MnCo}_{0.92}\text{Fe}_{0.08}\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ ( $0.00 \leq x \leq 0.10$ )

鹿児島大学理工学研究科<sup>A</sup>, 東京大学物性研究所<sup>B</sup> 尾上昌平<sup>A</sup>, 三井好古<sup>A</sup>, 小林領太<sup>A</sup>, 上床美也<sup>B</sup>, 小山佳一<sup>A</sup>

MM'X (M, M' = 3d 遷移金属, X = Si, Ge, Sn) 合金の一つである MnCoGe は、室温では斜方晶 TiNiSi 型構造として振る舞い、 $T_M = 460$  K で、六方晶 Ni<sub>2</sub>In 型構造にマルテンサイト変態をする。最近の研究で、少量の Fe を M または M' サイトに置換、あるいは Sn を X サイトに置換することによって、キュリー温度  $T_C$  及び  $T_M$  が減少することが分かっている。また、これらの変態は一次磁気相転移を示す。本研究では Co サイトに少量の Fe を、Ge サイトに少量の Sn を置換した五元系合金の磁気特性を明らかにすることを目的とした。図 1 は、SQUID 磁束計による 1 T 及び 5 T 中での磁化測定結果である。x = 0.02, 0.05, 0.1 について測定し、x = 0.1 は昇温測定のみ実施した。一次磁気相転移が 150~210 K の間で出現している。構造相転移温度は、170 K と見

積もられた。磁化は  $104 \text{ Am}^2/\text{kg}$  (10 K, 5 T) と求められた。

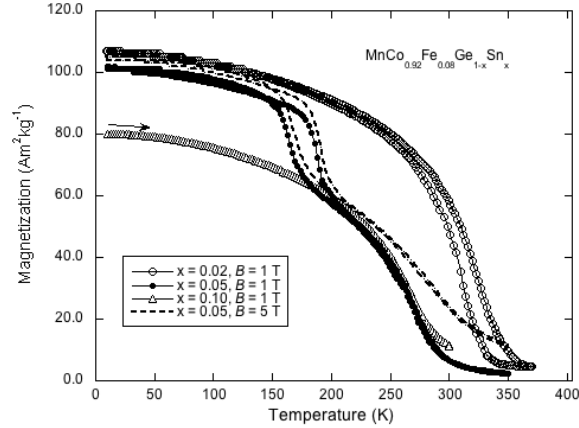


Fig. 1. Temperature dependence of the magnetization of  $\text{MnCo}_{0.92}\text{Fe}_{0.08}\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$  at 1 T and 5 T.

## A-10

### 三元系 Mn 基化合物 MnAlGe に対する Cr 元素置換効果

鹿児島大院 理工<sup>A</sup>, 東北大 金研<sup>B</sup>, 東大 物性研<sup>C</sup> 増満勇人<sup>A</sup>, 吉永総志<sup>A</sup>, 三井好古<sup>A</sup>, 梅津理恵<sup>B</sup>, 廣井政彦<sup>A</sup>, 上床美也<sup>C</sup>, 小山佳一<sup>A</sup>

正方晶  $\text{Cu}_2\text{Sb}$  型構造を有する Mn 基三元化合物 MnAlGe はキュリー温度  $T_C = 517$  K 以下で強磁性を示し、自発磁化  $M_s = 1.63 \mu_B/\text{f.u.}$ , である。c 軸方向への磁気異方性を有しているため、磁気記録材料として注目されている。近年、Mn を Cr で少量置換した  $\text{Mn}_{0.8}\text{Cr}_{0.2}\text{AlGe}$  は  $T_C$  と  $M_s$  がともに増加し、592 K,  $1.77 \mu_B/\text{f.u.}$  になる。[1]。一方、Mn を全置換した CrAlGe は斜方晶  $\text{TiSi}_2$  型構造という MnAlGe とは異なる結晶構造を有する。また、 $T_C = 80$  K,  $M_s = 0.41 \mu_B/\text{f.u.}$  であり、磁気特性が大幅に減少する [2]。高い磁気特性を有する (Mn,Cr)AlGe の最適化のためには安定な結晶構造と磁気相図を明らかにする必要がある。そこで本研究では  $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{AlGe}$  ( $0 \leq x \leq 1.0$ ) 合金を作製し、結晶構造及び磁気特性の評価を行った。

図 1 に正方晶  $\text{Cu}_2\text{Sb}$  型構造単相の  $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{AlGe}$  の逆磁化率の温度依存性を示す。x = 0, 0.3 では逆磁化率は良い直線性を示している。一方で x = 0.4, 0.6 では上方に凸な曲線となっており、これはフェリ磁性的な振る舞いである [3]。以上のことから、MnAlGe の Mn を Cr に置換することで、磁

性が強磁性からフェリ磁性に変化することを示唆する結果が得られた。[1] R. Y. Umetsu et al., IEEE Trans. Magn. 11, 1001904 (2014) [2] S. Yoshinaga et al., Phys. Proc, 75, 918-925 (2015) [3] 近角聰信, 強磁性体の物理 (上), 裳華房, (1978)

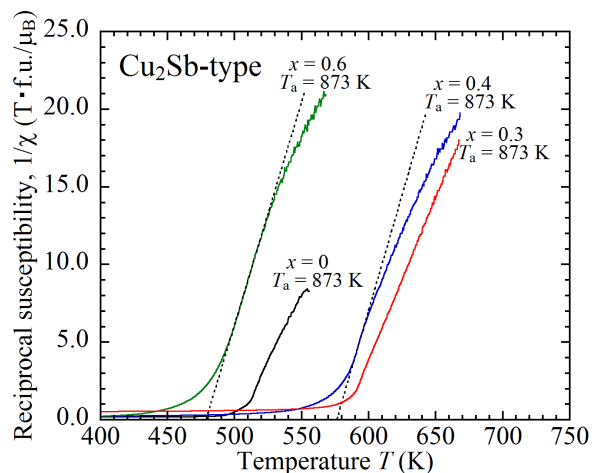


図 1:  $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{AlGe}$  の逆磁化率の温度依存性



## A-11

### Quasi-First Order Magnetic Transition in $\text{Mn}_{1.9}\text{Fe}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}$

Kagoshima University<sup>A</sup>, Tokyo University<sup>B</sup>, Tohoku University<sup>C</sup> Adline Ngozi Nwodo<sup>A</sup>, Ryota Kobayashi<sup>B</sup>, Yoshifuru Mitsu<sup>A</sup>, Rie Y. Umetsu<sup>B</sup>, Masahiko Hiroi<sup>A</sup>, Kohki Takahashi<sup>B</sup>, Yoshiya Uwatoko<sup>C</sup>, Keiichi Koyama<sup>A</sup>

The magnetic and structural properties of ferrimagnetic (FRI)  $\text{Mn}_{1.9}\text{Fe}_{0.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Sn}_{0.1}$  with a  $\text{Cu}_2\text{Sb}$ -type tetragonal structure were studied by magnetization and high field X-ray diffraction (XRD) measurements in the temperature range 10-360 K and in magnetic fields up to 5 T. The lattice parameters  $a$  and  $c$  were estimated to be 0.4068 nm and 0.6550 nm, respectively, at 285 K. The saturation magnetization at 10 K was determined to be 39.1 Am<sup>2</sup>/kg, which was slightly smaller than the value (39.2 Am<sup>2</sup>/kg) at 70 K. It was observed that a first order magnetic transition (FOMT) from ferrimagnetic to paramagnetic like state with a thermal hysteresis in the vicinity of 310 K under low magnetic fields. This FOMT disappeared easily by applying magnetic fields over 0.4 T. There is no anomaly for the XRD and differential scanning calorimetry data in the vicinity of 310 K. These results are discussed on the basis of ferrimagnetic and antiferromagnetic transitions and spin reorientation. The result suggests that the compound shows a quasi-FOMT and the magnetic field-induced crossover-like phenomenon

## A-12

### ホイスラー合金 $\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_{1+x}\text{Sn}$ ( $0 \leq x \leq 1$ ) の磁気特性およびスピンの分極率

鹿児島大理<sup>A</sup>, 鹿児島大院理工<sup>B</sup>, 東北大金研<sup>C</sup>, 東大物性研<sup>D</sup> 分銅勇斗<sup>A</sup>, 大岡隆太郎<sup>B</sup>, 重田出<sup>B</sup>, 梅津理恵<sup>C</sup>, 湯蓋邦夫<sup>C</sup>, 山内徹<sup>D</sup>, 廣井政彦<sup>B</sup>

第一原理バンド計算によって、数多くの  $L_{21}$  規則度の Co 基ホイスラー合金がハーフメタル特性を有することが予測されている。特に、 $\text{Co}_2\text{MnSi}$  において、スピンの分極率が 89% にも及ぶトンネル磁気抵抗 (TMR) 比が報告されて以来、Co 基ホイスラー合金のハーフメタル特性に関する研究が盛んに行われている。そこで本研究では、高いスピンの分極率が期待されるホイスラー合金  $\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_{1+x}\text{Sn}$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) に注目して、その磁化や電気抵抗、スピンの分極率を系統的に調べている。

$M$ - $H$  曲線の測定から、 $\text{CoMn}_2\text{Sn}$  の自発磁化  $M_s$  が  $2.56 \mu_B/\text{f.u.}$  と見積もられたが、先行研究における自発磁化  $M_s$  の値  $2.59 \pm 0.2 \mu_B/\text{f.u.}$  と一致した [1]。Galanakis らは、ハーフメタル特性を持つホイスラー合金の磁気モーメントが Slater-Pauling 則に従うことを報告した [2]。そこで、 $\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_{1+x}\text{Sn}$  の 5 K での自発磁化  $M_s$  の組成依存性を図 1 に示す。 $\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_{1+x}\text{Sn}$  の  $M_s$  の組成依存性は Slater-Pauling 則にほぼ従う振る舞いを示した。したがって、

$\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_{1+x}\text{Sn}$  はハーフメタル特性を持つホイスラー合金の候補であると言える。

発表当日は、電気抵抗やスピンの分極率の結果についても報告する予定である。

[1] J. Winterlik *et al.*, Phys. Rev. B 83, (2011) 174448.

[2] I. Galanakis *et al.*, Phys. Rev. B 66, (2002) 174429.

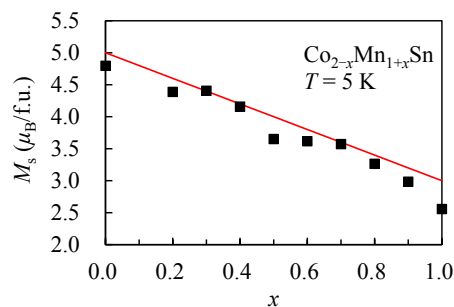


図1  $\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_{1+x}\text{Sn}$  の  $T=5$  K での自発磁化  $M_s$  の組成依存性

## A-13

### ホイスラー合金 $\text{Co}_2\text{TiGa}$ の磁気特性

鹿児島大理<sup>A</sup>, 鹿児島大院理工<sup>B</sup>, 東北大金研<sup>C</sup>, 東大物性研<sup>D</sup>, 東北学院大院工<sup>E</sup> 永元暢一<sup>A</sup>, 大岡隆太郎<sup>B</sup>, 重田出<sup>B</sup>, 梅津理恵<sup>C</sup>, 野村明子<sup>C</sup>, 湯蓋邦夫<sup>C</sup>, 山内徹<sup>D</sup>, 鹿又武<sup>E</sup>, 真中浩貴<sup>B</sup>, 寺田教男<sup>B</sup>, 廣井政彦<sup>B</sup>

ホイスラー合金  $\text{Co}_2\text{TiGa}$  は、第一原理バンド計算から 94.6% の高いスピン分極率を示す遍歴強磁性体であることが知られている [1, 2]。遍歴電子磁性における Takahashi のスピンゆらぎ理論によれば、熱ゆらぎの効果ばかりではなく、量子ゆらぎの効果も重要であることが指摘されている。

そこで本研究では、アーク溶解法により  $\text{Co}_2\text{TiGa}$  の多結晶を作製し、超伝導量子干渉計 (SQUID) を使用して磁化測定を行い、自発磁化  $M_s$  やキュリー温度  $T_C$  を決定した。また、スピンゆらぎ理論による解析を行い、磁気グリユナイゼンパラメータ  $T_A$  を決定したので報告する。

$M$ - $H$  曲線から得られた自発磁化の温度依存性  $M_s(T)$  を図 1 に示す。 $M_s(T)$  における  $T \simeq 0$  での傾きから見積もった磁気グリユナイゼンパラメータの値は  $T_A = 8.23 \times 10^3$  K であった。さらに、 $T_C$  付近の  $M^4$ - $H/M$  曲線における直線の傾きを用いた解析から  $T_A = 7.70 \times 10^3$  K と見積もられた。さらに、5 K での  $M$ - $H$  曲線における飽和磁化の傾きから見積

もられた磁気グリユナイゼンパラメータは  $T_A = 7.87 \times 10^3$  K であった。以上の結果から、スピンゆらぎ理論を用いた様々な解析から見積もった  $T_A$  の値は過去の報告とほぼ一致することが明らかになった [2]。

[1] Y. Miura *et al.*, J. Appl. Phys. 99 (2006) 08J112.

[2] T. Sasaki *et al.*, J. Alloys Compd. 317 (2001) 406.

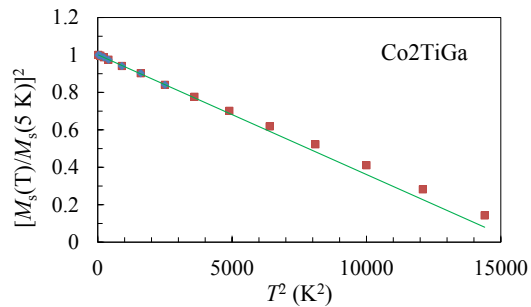


図 1  $\text{Co}_2\text{TiGa}$  の自発磁化  $M_s$  の温度依存性

## A-14

### 高圧ねじり加工されたタンタルの静水圧力下交流磁化率測定

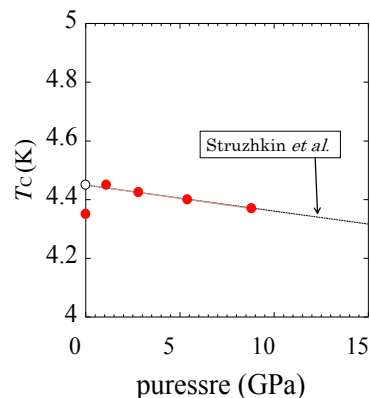
九工大工<sup>A</sup>, 九産大理工<sup>B</sup>, 九大院工<sup>C</sup> 野海のぞみ<sup>A</sup>, 北村雄一郎<sup>A</sup>, 田中将嗣<sup>A</sup>, 美藤正樹<sup>A</sup>, 出口博之<sup>A</sup>, 西崙照和<sup>B</sup>, Kaveh Edalati<sup>C</sup>, 堀田善治<sup>C</sup>

Ta は常圧下で 4.5 K の超伝導転移温度  $T_c$  をもつ。Struzhkin らの静水圧力実験では、 $T_c$  は 20 GPa で 4.25 K まで減少した後上昇に転じ、45 GPa で 4.4 K まで上昇するが、常圧の  $T_c$  を上回ることは無い [1]。一方、同族の Nb の  $T_c$  は、加圧によって 9.2 K から一度僅かに下降した後、上昇に転じ 10 GPa で 9.9 K の最大値を示す [1]。我々はこの Nb に対して、せん断ひずみ加工処理 (高圧ねじり加工: HPT) した静水圧力実験を行ったところ、 $T_c$  の最大が、2 GPa 付近に移動し、そこでの  $T_c$  は 9.9 K をわずかに超えた。これは、巨大なせん断ひずみが、 $T_c$  の加圧下での振る舞いに大きな影響を与えることを示唆している。

そこで我々は、Ta に対して 4.5 K より  $T_c$  が上昇することを期待して、HPT を施した試料に対して静水圧力実験を行った。図 1 に、6 GPa でねじり回転数  $N=10$  の HPT 処理した試料の  $T_c$  の圧力依存性を示す。HPT により Ta 試料は常圧下の  $T_c$  が二段階に分かれたが、1 GPa の僅かな圧力下で

一段階の  $T_c$  に戻り、その後、Struzhkin らと同様に  $T_c$  が減少する結果となった。Nb と Ta における HPT 効果の違いを調べることで  $T_c$  上昇の新たなアプローチを開拓したい。

[1] V. V. Struzhkin *et al.*, Phys. Rev.Lett.79,4262(1997).



## A-15

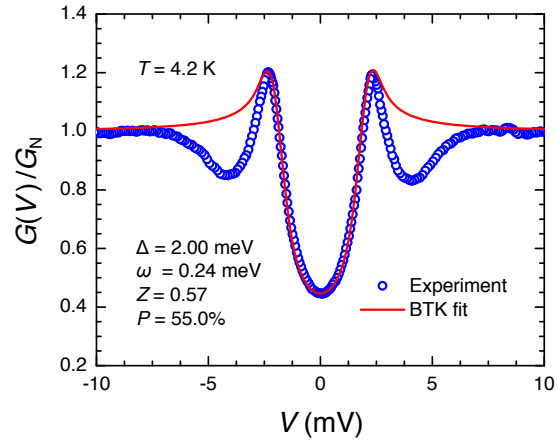
### ホイスラー合金 $\text{Co}_2\text{FeSi}$ のエピタキシャル接合アンドレーエフ反射分光

鹿児島大院理工<sup>A</sup>, 東北大金研<sup>B</sup>, 物材機構<sup>C</sup>, Twente 大理工<sup>D</sup> 重田出<sup>A</sup>, 窪田崇秀<sup>B</sup>, 桜庭裕弥<sup>C</sup>, Cor G. Molenaar<sup>D</sup>, Joost N. Beukers<sup>D</sup>, 木村尚次郎<sup>B</sup>, Alexander A. Golubov<sup>D</sup>, Alexander Brinkman<sup>D</sup>, 淡路智<sup>B</sup>, 高梨弘毅<sup>B</sup>, 廣井政彦<sup>A</sup>

$L2_1$  構造をもつホイスラー合金は、第一原理バンド計算でハーフメタル特性が予想されており、高いキュリー温度を有するという点からもハーフメタルの有力な材料であると考えられている。特に、ホイスラー合金  $\text{Co}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Si}$  を用いた巨大磁気抵抗 (GMR) 素子に関しては、 $\text{Co}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Si}$  のハーフメタル特性を支持する実験結果が報告されている。そこで我々は、ホイスラー合金のハーフメタル特性に注目し、超伝導体 NbN とホイスラー合金  $\text{Co}_2\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Si}$  のエピタキシャル多層膜の成膜および素子の作製と、エピタキシャル接合アンドレーエフ反射 (ECAR) 法を用いたホイスラー合金のスピンの分極率の測定に取り組んでいる。

エピタキシャル NbN/ $\text{Co}_2\text{FeSi}$  接合の規格化微分コンダクタンス  $G(V)/G_N$  の拡張 Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) 理論を用いた解析結果を図に示す。微分コンダクタンスのピークの値は 2.3 mV であり、NbN の超伝導ギャップ  $\Delta$  に対応する。さらに、バイアス電圧が 4.1 mV の位置 ( $\sim 2\Delta$ ) にディップ構造も観測された。ディップ構造を除くと、得ら

れた微分コンダクタンスは拡張 BTK 理論とよく一致した。原子レベルで清浄な界面を有する ECAR 法の解析から得られたスピン分極率  $P$  は 55.0% であり、ECAR 法を用いてホイスラー合金  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  のスピン分極率を決定することにはじめて成功した。



## A-16

### 重力による超流動トーラスの分裂

九大総理工<sup>A</sup> 蝶野弘臣<sup>A</sup>, 坂口英継<sup>A</sup>

インクを水に垂らすと液滴が沈降する。最初、液滴は球体状であったのが渦輪へと変化し、Rayleigh-Taylor 不安定性により複数個の滴に自発的に分裂していく。渦の存在が Rayleigh-Taylor 不安定性を抑制することが報告されている [1]。そこで本研究では、量子系においてもこうした結果が得られるのかどうかをコンピュータ・シミュレーションを使って調べた。2成分の希薄 Bose 系で、成分2で構成されたトーラスを成分1でできた Bose 気体中を沈降する系を考えた。成分2の方の密度を大きくすることで落下する仕組みである。各々の成分は以下の結合 Gross-Pitaevskii 方程式 (1),(2) に従う。ここで、 $g$  は他成分との相互作用パラメータ

でありまた  $U=pz$  としており、 $p$  は重力パラメータである。

初期条件として、トーラスは  $(1 + \delta \cdot \cos m \theta)$  で歪んでいる。ただし  $\theta$  は  $x = y = 0$  を軸とした角度である。我々は  $m$  をモード数と呼ぶ。トーラスの半径、重力パラメータ、モード数を変化させ、トーラスの安定性を調べた。安定性は Fourier 振幅の時間変化で判断する。本講演ではそれらのシミュレーション結果を報告する。

[1] M. Shimokawa et al., Phys. Rev. E 93, 062214 (2016)

$$\text{成分 1} : i\partial_t \Psi_1 = \left[ -\frac{1}{2}\nabla^2 + (|\Psi_1|^2 + g|\Psi_2|^2) \right] \Psi_1 \quad (1)$$

$$\text{成分 2} : i\partial_t \Psi_2 = \left[ -\frac{1}{2}\nabla^2 + (|\Psi_2|^2 + g|\Psi_1|^2) + U \right] \Psi_2 \quad (2)$$



九州工業大学大学院工学府<sup>A</sup>, 九州工業大学大学院工学府<sup>B</sup>, 九州工業大学大学院工学部<sup>C</sup>, 九州工業大学<sup>D</sup> 中島史寛<sup>A</sup>, 依里忠樹<sup>B</sup>, 服部速水<sup>C</sup>, 孫勇<sup>D</sup>

酸化グラフェンの伝導メカニズム

九州工業大学大学院先端機能システム工学専攻 中島史寛, 依里忠樹, 服部速水, 孫勇

1. 背景・目的

グラフェンはよく電気を通す2次元シート材料として電子デバイス、蓄電デバイス、触媒などの分野で研究が盛んに行われており、安価で化学耐性、耐熱性及び機械特性等が優れているため、シリコンや貴金属の代替品として有望視されている材料である。その中で、伝導率の制御がグラフェンより容易である酸化グラフェンが注目されているため、本研究では、酸化グラフェン試料の温度、電界強度及び密度依存性測定を行い、電気伝導メカニズムの解明を目的とした。

2. 実験方法

酸化グラフェン粉末試料と2枚の金箔とのセットをプレスして、ペレットを作製した。その際、プレスの圧力は、0.5と0.7tの2種類で試料密度を調整した。またペレットは、直径5mm、厚さは、それぞれ0.108と0.113mmであった。電気特性評価においては、真空チャンバー内に設置したペレット試料にバイアスを掛けながら15~450K(1Kステップ)の温度範囲で昇温と降温過程の2コースで測定を行った。

3. 結果・考察

図1に試料の電流-電圧特性を示す。低電圧領域(I)と高電圧領域(II)の2つのグループが存在し、グループ内では電流は電圧に比例し、オームの法則が成立した。

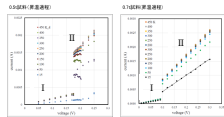


図1. 電流-電圧特性

トンネリング伝導が存在する場合、Simmonsの(1)式で表現できる。

$$I = \sum_{\phi} \nu \exp\left(-\frac{4ms\sqrt{2m\phi}}{\hbar}\right) \dots \dots (1)$$

ここで、 $\phi$ はバリアの高さ、 $\nu$ はバリア両端の電位差、 $s$ は試料の厚さ、 $m$ はキャリアの質量である。この式によれば、 $\ln(I/V) \sim V$ は直線となる。本実験で得られた $\ln(I/V) \sim V$ 曲線を図2に示す。

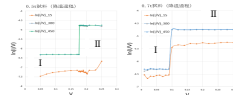


図2.  $\ln(I/V) \sim V$  曲線

ここで、 $V$ は試料両端のバイアスである。この図からわかるように各グループ内では、トンネリング伝導の存在が確認できた。Sklovskiiによれば、電気伝導は(2)式で表現できる。ここで、 $d$ は伝導の次元ファクター、 $V_0$ は定数である。

$$G(V) = G_0 \left(\frac{V_0}{V}\right)^{d+1} \dots \dots (2)$$

本実験で得られた結果を(2)式で線形曲線にフィッティングした時の $R^2$ 値を表1に示す。

表1.  $R^2$ の値

次元	0.5K		450K	
	I	II	I	II
3	0.9974	0.9988	0.996	0.9985
2	0.9949	0.998	0.998	0.9973
1	0.9875	0.9954	0.9845	0.9939

2つの伝導グループも含め、電気伝導は3次元であることを判明した。

4. 結論

酸化グラフェンには、2つの伝導状態が存在し、いずれの状態においても温度と電界に依存すると共に、量子伝導であることが分かった。また、電流は空間的に3次元で伝導することも判明した。

参考文献

[1] Shikrishna Pandey 「Transition from direct to Fowler-Nordheim tunneling in chemically reduced graphene oxide film」