

磁歪・逆磁歪材料の基礎と振動発電への応用

Ni₂MnGa 系強磁性ホイスラー合金の磁歪特性

左近拓男^{*}」 山﨑優志^{*}」 安達義也^{**} 野尻浩之^{***} 鹿又 武^{****}

1. ホイスラー合金の磁気特性ならびに磁歪の特徴

(1) ホイスラー合金の磁気特性

ホイスラー合金は、形状記憶効果を有することから、高機 能合金として注目されている. さらに, 磁気熱量効果を用い た磁気冷凍材料、ハーフメタルにおける磁気抵抗効果を用い たスピントロニクス材料、ペルティエ効果やゼーベック効果 を用いた熱電変換素子など機能性材料としての応用に向けた 研究もなされている(1). また,マルテンサイト相での6%に およぶ巨大磁歪⁽²⁾や、母相のオーステナイト相とマルテンサ イト相の間の中間相であるプレマルテンサイト相での大きな 磁歪⁽³⁾も注目されている.本稿では,Ni₂MnGa系ホイスラ ー合金の磁歪に関する研究について報告する.我々はこれま でに Ni-Mn-X-Ga(x=Fe, Cu, Co)の磁性を研究してきた. 各元素の組成比を変えていくと、室温付近でマルテンサイト 構造相転移 $T_{\rm M}$ が起こることが確認された⁽⁴⁾. これらの合金 は基底状態が強磁性であるが、キュリー温度 Tc も組成比を 変えることで変化し、また、マルテンサイト転移と強磁性転 移が同じ温度で起こる組成比の合金も見いだされた(5). これ らの合金は構造相転移と磁気相転移が同じ温度で同時に起こ ることから, Magneto-elastic coupling(磁性と格子との相 関)が強いことが指摘されている⁽⁴⁾.磁歪も磁化といった磁 性に関係することから、結晶構造と磁性に依存すると考えら れる.

(2) プレマルテンサイト相の磁歪

Ni₂MnGaは、室温の母相では結晶構造がL2₁立方晶型オ ーステナイト相(A相)であるホイスラー型合金であるが, 室温より低温に冷却していくと、プレマルテンサイト転移を 起こし、プレマルテンサイト転移温度 T_n=255 K でプレマ ルテンサイト相(P相)が出現する. さらに低温では、マルテ ンサイト変態によりマルテンサイト相転移開始温度 T_M= 195 K で 7M マルテンサイト 双相(M 相) となる. M 相では 双晶磁歪により、6%におよぶ巨大磁歪が発生するが⁽²⁾、P 相でも-200 ppm 程度の大きな磁歪が発生する⁽³⁾. この値 は、室温での Ni 多結晶の磁歪 (-34 ppm)⁽⁶⁾の5倍程度の大 きさである. 松井らは, A 相および M 相の結晶磁気異方性 以外にも、磁気異方性定数に磁歪項を導入することでP相 での磁気異方性が説明されるとした⁽³⁾. Singh らは X 線に よる結晶構造解析から、P相は3Mの結晶構造であることを 明らかにした⁽⁷⁾. A 相は立方晶で対称性が高く, そのため 磁気異方性が小さいが, M相では7Mの層状で歪んだ構造 となり、そのため磁気異方性も大きくなる. P相では 3M構 造であるので, M相ほど結晶の歪みは大きくはないが, A 相よりも磁気異方性が大きく、また磁気異方性定数が不安定 になるために、室温での磁歪(-40 ppm)の5倍の大きな磁 歪が発生することになると考えられる.価電子数(平均外殻 電子数)e/a は Ni, Mn は 3d+4s 軌道でそれぞれ10,7 であり, Gaは4s+4p軌道で3であるので、Ni, Mn, Gaの組成比を 変えることで Ni₂MnGa あたりの価電子濃度 e/a を変化させ ることができる. マルテンサイト転移温度 $T_{\rm M}$ や $T_{\rm p}$ は, 1

* 龍谷大学理工学部機械システム工学科;1)教授,2)学生(〒520-2194 大津市瀬田大江町横谷1-5)

***** 東北学院大学工学総合研究所;客員教授

2019年7月22日受理[doi:10.2320/materia.59.21]

^{**} 山形大学理工学研究科;准教授

^{***} 東北大学金属材料研究所;教授

Magnetostrictions of Ni₂MnGa Type Ferromagnetic Heusler Alloys; Takuo Sakon*, Yuushi Yamasaki*, Yoshiya Adachi**, Hiroyuki Nojiri*** and Takeshi Kanomata****(*Department of Mechanical and Systems Engineering, Faculty of Science and Technology, Ryukoku University, Otsu. **Graduate School of Science and Engineering, Yamagata University, Yonezawa. ***Instutute for Materials Research, Tohoku University, Sendai. ****Research Institute for Engineering and Technology, Tohoku Gakuin University, Tagajo)

Keywords: Heusler alloys, shape-memory alloys, itinerant ferromagneism, magnetostriction, magnetization, premartensitic transition, forced magnetostriction, spin fluctuation theory

分子あたりの価電子濃度 e/a が大きくなるにつれて高くなる ことが明らかとなっている⁽³⁾⁽⁸⁾. 松井らは,これらの結晶構 造転移温度が価電子数に依存することから,電子エネルギー と結晶構造が密接に関連していることを指摘した⁽³⁾. また, 磁歪は磁気異方性や磁化と関係しており,電子エネルギーと も密接な関係にあると考えられる.

本稿では、 $Ni_2Mn_{1-x}Cr_xGa(x=0.00, 0.15)$ 多結晶の透磁率 と磁歪の実験結果を紹介する.他の Ni_2MnGa 系合金の磁歪 の結果も交えて、e/aと磁歪の関係を考察する.

(3) キュリー温度 *T*_C における強制磁歪と遍歴磁性スピン ゆらぎの相関

近年,高橋らにより,強磁性体の磁化などの磁性・物性量 を遍歴磁性スピンゆらぎ理論を用いて解析がなされてい る⁽⁹⁾.この理論により,スピンの熱ゆらぎのみならず,ゼロ 点ゆらぎも考慮することで遍歴磁性体の磁化,帯磁率,比熱 や磁歪などの物性量が,self consistent(自己無撞着)に矛盾 なく説明できる.高橋の遍歴磁性の理論に基づく磁化Mと 外部磁場Hの解析と考察も行われている.従来の遍歴磁性 モデルでは,アロットプロットによる磁化の解析が行われて いるが,高橋は強磁性転移温度(キュリー温度) $T_{\rm C}$ 近傍での M^{δ} vs. Hの関係が δ =5 であることを理論的に提唱した.磁 化測定から,Ni₂MnGa 系や Co₂VGa などのハーフメタルホ イスラー合金でも,高橋理論に適応することが報告されてい る⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾.

高橋理論ではさらに、 $T_{\rm C}$ 近傍での磁歪の磁化依存性について理論的考察がなされている⁽⁹⁾. それによると、強制体積磁歪の磁場依存性)と磁化Mの関係は $\omega_{\rm h} \propto M^4$ である.これまでの磁場中での強制磁歪の研究としては松永らの論文がある⁽¹²⁾. 松永らは、弱い強磁性体である ${\rm MnSi}$ の強制線磁歪測定および磁化測定から磁歪と磁化の関係を研究した.彼らは、磁歪は磁場中での ${\rm Mn}$ の ${\rm 3d}$ バンドの分裂による磁化の変化によるものとし、磁歪は磁化の2乗に比例すると結論した.磁場方向の線磁歪 $(\Delta L/L)_{//}$ と磁化Mの関係を $(\Delta L/L)_{//}$ vs. M^2 でプロットした.キュリー温度 $T_{\rm C}$ =29Kより高温の40Kおよび50Kでは原点を通る直線で近似できるが、 $T_{\rm C}$ で直線で近似すると原点を通らず、磁化の小さ、部分では磁化の2乗より高次の項に比例すると思われる.

本研究では、 $Ni_2Mn_{1-x}Cr_xGa(x=0.00, 0.15)$ の T_C での線 磁歪 $\Delta L/L$ を測定し、 $\omega_h = (\Delta L/L)_{//} + 2 \times (\Delta L/L)_{\perp}$ から体 積磁歪 ω_h を求め⁽¹³⁾、磁化 M と体積磁歪 ω_h の相関につい て解析ならびに考察を行った.

2. 実験について

試料は、山形大学理工学研究科で育成された Ni₂Mn_{1-x}Cr_x Ga(x=0.00, 0.15) 多結晶試料を用いた. Ni₂MnGa(x=0.00) は e/a=7.500である. Mn を Crで 置換した理由は、これまでに e/a>7.500の合金は多く研究されているが、e/a<7.500の合金は研究例が少ないからである. Mn と Cr は周期表で

は隣同士であり、Cr は外殻電子が $3d^5 + 4s^1 = 6$ 個であり、 Mn の $3d^5 + 4s^2 = 7$ 個より 1 個少ない. Ni₂Mn_{0.85}Cr_{0.15}Ga (x = 0.15)のe/a は7.460である.

原料は純度が3NのNi,4NのMn,4NのCr,ならびに 6NのGaを用いてアーク溶解されたインゴットを,800℃で 3時間および500℃で2日間アニールしたあと急速水冷して 育成された. 試料サイズは3×3×4mmである.磁歪測定 は10T-CSM磁石で0~50kOeの範囲で歪みゲージ(共和電 業㈱KFH-02-120-C1-16)を用いて行った透磁率は,零磁場 において,振動数73Hz,振幅±0.8kA/m(±10Oe)の交流 磁場中で測定を行った.磁化測定は龍谷大学理工学部のパル ス磁場装置を用いた.

実験結果と考察

(1) Ni₂Mn_{1-x}Cr_xGa(x=0.00, 0.15)の磁歪の温度依存性

図1に外部磁場が零のときの(a)x=0.00, および(b)x= 0.15の透磁率 μ の温度依存性を示す⁽¹⁴⁾. x=0.00では, 420 Kからの降温過程において 380 K付近で急激な増加が観測 された.これは強磁性転移によるものであり, $d\mu/dT$ の極 大値から, キュリー温度 $T_{\rm C}$ =375 K であった.温度を降下 させると, 260 K で「へこみ」(dip)が観測された.これは L2₁型A 相から 3M型P 相へのプレマルテンサイト転移が 原因である.



図1 (a)x=0.00と(b)x=0.15の透磁率の温度依存性. *T*_Pはプレマルテンサイト転移温度. 文献(14) [T. Sakon, *et al.*,: Metals, 7 (2017), 410. MDPI, doi:10.3390/ met7100410]からの転載.

集

さらに温度を降下させると195Kで急激な減少が観測された. M相の透磁率はA相やP相よりもかなり小さい. この原因は磁気異方性によるものと考えられる.

M相では双晶構造となるが、母相と比べて10倍程度磁気 異方性が大きくなる.M相では、等温で磁場を印加させる と、磁化容易軸の磁場誘起回転により、双晶磁歪という巨大 磁歪が生じる.なお、この磁歪は、磁場による歪みの発生と いうことで、「巨大磁場誘起歪み」と称することもある.P 相では、超音波の実験により、弾性率の低下ならびに格子の ソフト化が生じることが指摘された⁽¹⁵⁾.松井らは、Ni₂ MnGaの透磁率や磁気トルクおよび磁歪の実験を行うこと により、P相で-200 ppmの大きな磁歪が発生すること、ま た、磁気異方性が磁歪に関係することを証明した⁽³⁾.松井ら は M相を正方晶として、母相の立方晶と正方晶の磁気異方 性定数を各温度での磁気トルク測定により決定した.測定さ れた異方性定数、 K'_{u1} 、 K'_{u2} は正方晶の結晶磁気異方性定数 K_{u1} 、 K_{u2} 、ならびに磁歪項 K'_{λ} を導入して、

$$K'_{u1} = K_{u1} + K'_{u2} \tag{1}$$

$$K'_{u2} = K_{u2} - K'_{\lambda} \qquad (2)$$

の関係が成り立つことを提案した. 磁場が印加されていると きは結晶項の K_{u1}, K_{u2} に磁歪項 K'_{λ} が作用し,また, T_{P} 近 傍の温度で K'_{λ} の絶対値の増大がある.この原因は,弾性 率が高温から T_{P} に向かって急に減少する格子振動のソフト 化のためであると説明されている⁽³⁾. T_{P} に近づくにつれて 磁歪項 K'_{λ} が増大により T_{P} 付近で大きな磁歪が発生すると 考えられる.

図1(a)のx=0.00において、T_P付近での透磁率の減少が 観測された.振幅±0.8 kA/m(±10 Oe)の弱磁場では、磁歪 は数 ppm と極めて小さいため、式(2)の磁歪項は極めて小 さいと考えられ、結晶磁気異方性が磁気異方性の大部分を占 めていると判断できる. 松井らの磁気トルク測定から求めら れた K_1 の大きさは、室温では約3.5×10² J/m³ であるが、 T_Pでは11.2×10² J/m³に上昇する. 磁気異方性が大きくな れば透磁率は小さくなるので、このK1の急激な上昇が透磁 率の減少をもたらしていると考えられる. Tpよりさらに降 温させると、Ku1,Ku2が両方とも温度の下降とともに小さく なっているので、T_Pより温度が下がると、透磁率は上昇す ると考えられる.一方,図1(b)に示したx=0.15では, T_P 以下で透磁率は顕著に減少している. e/a が異なることから 電子状態が異なり、そのため磁性もx=0.00とは異なってい ると考えられる.透磁率の温度依存性からは、x=0.00より も磁気異方性が大きいことが推察される. P相での結晶構造 解析はまだ行われていないが,今後単結晶を育成し, A相, P相および M相での結晶構造解析,ならびに磁気トルク測 定による磁気異方性の研究をすることが重要である.

図 2 (a), (b)に, x=0.00および x=0.15の磁歪の温度依存 性をそれぞれ示した⁽¹⁴⁾. 磁歪 λ は、 $\lambda=2((\Delta L/L)_{||}-(\Delta L/L)_{\perp})/3$ の公式を用いた⁽¹⁶⁾. x=0.00では、A 相から徐々に 降温させると、磁歪量の絶対値が単調に増加し、250 K を中 心に最大で-180 ppm の凹み(dip)が観測された. この凹み



図2 (a)x=0.00と(b)x=0.15の磁歪の温度依存性. 文 献(14) [T. Sakon, *et al.*;: Metals, 7 (2017), 410. MDPI, doi:10.3390/met7100410]からの転載.

の温度領域は、透磁率の凹みの温度領域と一致した. P相で は3M構造となりA相よりも結晶の対称性が低下すること も合わせて考えると(7)、プレマルテンサイト転移に伴う格子 変形と磁気異方性の増大により、磁歪量の増大が発生したと 考えられる. さらに低温の M 相ではマルテンサイト終了温 度 T_{Mf} =170 K, H=1.27 MA/m (10 kOe)で-580 ppm の磁 歪が発生した. M相では低磁場の0.080 MA/m (630 Oe)で はА相やМ相よりも磁歪量が小さいことである.М相では 7M 双晶構造であり、ある程度の磁場を印加することでA 相や P 相よりも巨大な双晶磁歪が発生するが、数百 Oe 程度 の弱い磁場では大きな磁気異方性のため磁気モーメントの回 転が鈍いので、磁気的にはドメイン構造である双晶構造がそ のまま保たれることが原因と考えられる.一方, x=0.15で は、200 K から230 K の温度領域で磁歪量の増加が観測され た.この温度領域もx=0.00と同様に、透磁率の減少が観測 される温度領域であり、このことからx=0.15はx=0.00と 同様の機構で大きな磁歪が発生したと考えられる.TP近傍 での磁歪は-120 ppm であり、その絶対値は x=0.00よりも 小さな値となった.いずれの合金でも、A相および P相で は1kOe 以上の磁場では磁歪が余り増加しないことが特徴 である. M相での巨大磁場誘起歪みは数kOeから数十kOe の比較的強い磁場が必要であり、また、応力を印加しないと 元の双晶構造には戻らない.一方,P相での磁歪の場合,1 kOe 以下の磁場で磁歪が発生することから、磁場として は、フェライト磁石程度の磁場で十分であり、大気圧でも元の状態に戻るので、磁気センサや逆磁歪発電などの応用には P相での磁歪のほうが適当である.

Ni₂Mn_{1-x}Cr_xGa および他の実験結果を踏まえて,Ni₂ MnGa 系ホイスラー合金の磁歪とe/aの関係を示したものが 図3である⁽¹⁷⁾.e/aが大きくなるにつれて磁歪量の絶対値 が増加する結果となった. T_P もe/aが大きくなるにつれて 高くなることも考慮に入れると,電子エネルギー,磁歪,そ して T_P は互いに相関していることを示唆している.

e/aが大きくなると磁歪量は大きくなり,また $T_{\rm P}$ も室温 に近づいていくが, $T_{\rm M}$ は $T_{\rm P}$ よりも急に高くなるため,290 K付近で $T_{\rm M}$ は $T_{\rm P}$ と一致する.このときのe/aはおおよそ 7.58である.また,Ni₂Mn_{1-x}Cr_xGaにおいては, $x \ge 0.20$ で は P 相が観測されなかった⁽¹⁴⁾. P 相での大きな磁歪は,M 相での双晶磁歪のような,7M 双晶構造という大きな「ひず み状態」から単相に磁場誘起歪みを起こすものではなく, 3M 構造という適度な「ひずみ状態」から単相に変化する大 きな磁歪であるので,実用性を考えるとP 相の磁歪のほう が有利である.今後は $T_{\rm P}$ が室温以上の合金を探索すること も重要である.

(2) 磁化と強制磁歪の関係

高橋理論では、キュリー温度 $T_{\rm C}$ における磁化の磁場依存 性については、 $T_{\rm C}$ 近傍での M^{δ} vs. Hの関係が δ =5のとき に原点を切る直線となる⁽⁹⁾. さらに、強制体積磁歪 $\omega_{\rm h}$ (磁歪 の磁場依存性)と磁化Mの関係は $\omega_{\rm h} \propto M^4$ である. これま での研究では、Ni₂MnGa(x=0.00)⁽¹⁸⁾ならびに価電子濃度を 増加させたe/aの合金である Ni_{2+x}MnGa_{1-x}(x=0.02, 0.04, e/a=7.570 for x=0.04)⁽¹⁷⁾は $H \propto M^5$ の関係が成り立ち、磁 場に平行方向の強制線磁歪 $\Delta L/L \propto M^4$ であった⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾. 今 回は、高橋理論と同様に強制体積磁歪 $\omega_{\rm h}$ と磁化Mの関係 を調べるために、キュリー温度 $T_{\rm C}$ での Ni₂MnGa($T_{\rm C}$ =375



図3 Ni₂MnGa 系合金の P 相での磁歪の最大値の e/a 依存性.●:松井らによる多結晶⁽³⁾.+:松井 らによる単結晶⁽³⁾.■:Seiner らによる単結 晶⁽¹⁶⁾.△,▽:多結晶 Ni_{2+x}MnGa_{1-x}⁽¹⁷⁾.破線 は近似直線.文献⁽¹⁴⁾ [T. Sakon, et al.,: Metals, 7 (2017), 410. MDPI, doi:10.3390/met7100410]からの転載. K) および Ni₂Mn_{0.85}Cr_{0.15}Ga($T_{\rm C}$ = 338 K)の磁場方向の線磁 歪($\Delta L/L$)_{//}ならびに磁場に垂直方向の線磁歪($\Delta L/L$)_⊥を測 定し, $\omega_{\rm h}$ =($\Delta L/L$)_{//}+2×($\Delta L/L$)_⊥の関係式を用いて強制 体積磁歪 $\omega_{\rm h}$ を求めた⁽¹³⁾. 図4に Ni₂MnGa のキュリー温度 における強制体積磁歪 $\omega_{\rm h}$ の M^4 依存性を示した. $\omega_{\rm h}$ は線磁 歪と同様に M^4 に比例した.図5には Ni₂Mn_{0.85}Cr_{0.15}Ga の キュリー温度における強制線磁歪($\Delta L/L$)_{//}と,強制体積磁 歪 $\omega_{\rm h}$ の M^4 依存性を示した.高橋理論によると, $\omega_{\rm h}$ は M^4 に比例する.キュリー温度での磁化と磁場の関係 $H \propto M^5$ お よび強制体積磁歪と磁化の関係 $\omega_{\rm h} \propto M^4$ から,Ni₂MnGa 系 合金では磁化ならびに磁歪ともに高橋理論に従った遍歴電子 磁性を示すと結論される.

強制体積磁歪 ω_h と価電子濃度 e/a の関係を考察するため に、Ni₂Mn_{1-x}Cr_xGa (x=0.00, 0.15, 0.25)⁽¹⁹⁾の実験結果と、 Ni_{2.02}MnGa_{0.98}⁽¹⁷⁾ および、Ni_{2.04}MnGa_{0.96}⁽¹⁷⁾ の強制線磁歪 ($\Delta L/L$)//の結果をもちいて、図6に、H=50 kOe における 強制体積磁歪 ω_h と価電子濃度 e/aの関係を作成した.図5 において強制体積磁歪 ω_h は強制線磁歪 ($\Delta L/L$)// の3倍と



図4 キュリー温度 T_C における, Ni₂MnGa の強制体 積磁歪. 文献(19) [T. Sakon, *et al.*,: Materials, 12 (2019), 3655. MDPI, doi:10.3390/ma12223655]からの転載.



図5 キュリー温度 *T*_Cにおける,Ni₂Mn_{0.85}Cr_{0.15}Gaの 強制磁歪の*M*⁴依存性.●:磁場に平行方向の線 磁歪 *ΔL/L*.■:体積磁歪 ω_h = *ΔV/V*.破線は 近似直線.文献(19) [T. Sakon, *et al.*,: Materials, 12 (2019), 3655. MDPI, doi:10.3390/ma12223655]からの転載.



図 6 H=50 kOeにおける Ni₂MnGa 系合金の強制体積 磁歪 $\omega_h = \Delta V/V(//H)$ の価電子濃度 e/a 依存性. 左から, Ni₂Mn_{0.75}Cr_{0.25}Ga, Ni₂Mn_{0.85}Cr_{0.15}Ga, Ni₂ MnGa, Ni_{2.02}MnGa_{0.98}⁽¹⁷⁾, Ni_{2.04}MnGa_{0.96}⁽¹⁷⁾. 破 線は近似直線. 文献(19) [T. Sakon, *et al.*,: Materials, 12 (2019), 3655. MDPI, doi:10.3390/ma12223655]からの転載.

なっている.この結果は Ni₂MnGa の強制磁歪の実験結果と 同じであり⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾, 松永らの論文でも体積磁歪は強制線磁歪 の3倍として考察を行っているので⁽¹²⁾, それに倣って強制 線磁歪で比較を行った.誤差を考慮してエラーバーを付し た.図6によると,線磁歪($\Delta L/L$)//と価電子濃度e/aは比 例関係にあると考えられる.磁歪は磁化の4乗に比例する こと,e/aが大きくなるとそれにつれて磁歪の絶対値は大き くなることから,磁化および磁歪はe/aに依存しており,こ れらのことからも磁化や磁歪は遍歴電子磁性の特徴を示して いると考えられる.

なお、強制体積磁歪はいずれも磁場の上昇とともに減少し、負の磁歪を示している.この振舞いは Ni の $T_{\rm C}$ 近傍での線磁歪および体積磁歪と同様の傾向である⁽²⁰⁾.

スピン間の強磁性相互作用と磁化,磁歪は相関があると考 えられる.今回の研究結果からも Ni₂MnGa 系合金は遍歴電 子磁性体であるので,今後,光電子分光やバンド理論計算結 果とも照合して考察する必要がある.

4. まとめ

本研究では、Ni₂Mn_{1-x}Cr_xGa の T_c 近傍の磁化ならびに磁 歪を測定し、両者の相関について解析ならびに考察を行った. P 相の大きな磁歪については、e/a が大きくなるにつれて磁 歪量の絶対値が増加する結果となった. T_P も e/a が大きく なるにつれて高くなることも考慮に入れると、電子エネルギ ー、磁歪、そして T_P は互いに相関していることを示唆する 結果となった.

体積磁歪 ω_h の実験を行い,磁化測定の結果と合わせて, 高橋による遍歴磁性スピンゆらぎ理論を用いて,磁化と体積 磁歪の関係を検証した.その結果,体積磁歪 ω_h は磁化Mの4乗に比例する結果となり,高橋の遍歴磁性理論に一致 する結果となった. 本稿は,東北大学金属材料研究所附属強磁場超伝導材料研 究センターの共同利用研究で得られた成果をもとに作成され た.

文 献

- (1) 鹿又武編著:機能性材料としてのホイスラー合金,内田老鶴 圃,(2011).
- (2) S. J. Murray, M. Marioni, S. M. Allen, R. C. O'Handley and T. A. Lograsso: Appl. Phys. Lett., 77 (2006), 886–888.
- (3)松井正顯,中倉俊典,村上大地,浅野秀文:豊田研究報告, 63(2010),27-36.松井正顯,中倉俊典,村上大地,吉村哲, 浅野秀文:豊田研究報告,64(2011),1-11.
- (4) M. Kataoka, K. Endo, N. Kudo, T. Kanomata, H. Nishihara, T. Shishido, R. Y. Umetsu, M. Nagasako and R. Kainuma: Phys. Rev. B, 82(2010), 214423.
- (5) T. Sakon, H. Nagashio, K. Sasaki, S. Susuga, D. Numakura, M. Abe, K. Endo, H. Nojiri and T. Kanomata: Phys. Scr., 84 (2011), 045603.
- (6)近角聡信 他 編:磁性体ハンドブック,朝倉書店,(1975), 842.
- (7) S. Singh, J. Bednarcik, S. R. Barman, C. Felser and D. Pandey: Phys. Rev. B, 92 (2015), 054412.
- (8) S. K. Wu and S. T. Yang: Mater. Lett., **57** (2003), 4291–4296.
- (9) Y. Takahashi: Spin Fluctuation Theory of Itinerant Electron Magnetism, Springer Verlag, Berlin, Heiderberg, (2013).
- (10) H. Nishihara, K. Komiyama, I. Oguro, T. Kanomata and V. Chernenko: J. Alloys Compd., 442 (2007), 191–193.
- (11) T. Sakon, Y. Hayashi, A. Fukuya, D. X. Li, F. Honda, R. Y. Umetsu, X. Xu 4, G. Oomi, T. Kanomata and T. Eto: Materials, **12**(2019), 575.
- (12) M. Matsunaga, Y. Ishikawa and T. Nakajima: J. Phys. Soc. Jpn., 51(1982), 1153–1161.
- (13) 志賀正幸著:磁性入門,内田老鶴圃,(2007),142.
- (14) T. Sakon, N. Fujimoto, T. Kanomata and Y. Adachi: Metals, 7 (2017), 410.
- (15) C. Salazar Mejiá, N. O. Born, J. A.Schiemer, C. Felser, M. A. Carpenter and M. Nicklas: Phys. Rev. B, 97 (2018), 094410.
- (16) H. Seiner, V. Kopek'y, M. Landa and O. Heczko: Phys. Status Solidi B, **251** (2014), 2097–2103.
- (17) T. Sakon, Y. Hayashi, D. X. Li, F. Honda, G. Oomi, Y. Narumi, M. Hagiwara, T. Kanomata and T. Eto: Materials, 11 (2018), 02115.
- (18) T. Sakon, Y. Hayashi, N. Fujimoto, T. Kanomata, H. Nojiri and Y. Adachi: J. Appl. Phys., **123**(2018), 213902.
- (19) T. Sakon, Y. Yamasaki, H. Kodama, T. Kanomata, H. Nojiri and Y. Adachi: Materials, **12**(2019), 3655.
- (20) H. Tange, T. Yonei and M. Goto: J. Phys. Soc. Jpn., **50**(1981), 454–460.

1995年3月東北人学人学校理学研究科物理学弟_____ 專及傳士後期課程№」, 傳 士(理学). 1995年4月から2001年11月東北大学金属材料研究所助手. 2001年 12月から2012年3月秋田大学工学資源学部助教授 2012年4月--現職 専門分野: 磁性物理学(実験)

◎ホイスラー合金の物性・磁性の研究.磁化,磁歪,熱量測定.

