

FeRh/BaTiO₃ ヘテロ構造において電界が磁気秩序に与える影響

飯島諒介、鈴木一平、伊藤満、谷山智康
(東工大)

Electric field effect on magnetic phase in FeRh/BaTiO₃ heterostructures

R. Iijima, I. Suzuki, M. Itoh, T. Taniyama
(Tokyo Tech.)

はじめに

CsCl 型 FeRh 合金は、室温で反強磁性を示し 380 K 付近で強磁性へと磁気転移する特異な物質として知られている。我々はこれまでにエピタキシャル FeRh/BaTiO₃ (BTO) ヘテロ構造において、BTO の構造相転移に伴う界面歪みが強磁性-反強磁性転移を誘起することを報告してきた[1]。また、FeRh の磁気秩序を電界で制御しようという試みも報告されている[2]。本発表では、FeRh を BTO(001)基板上に成膜し、電圧印加により誘起される BTO の強誘電ドメイン変調と、それに伴う界面歪みが FeRh の磁気特性に与える影響について調査した結果について報告する。

実験方法

FeRh/BTO(001)ヘテロ構造を、Fe、Rh の同時蒸着による MBE 法を用いて BTO(001)単結晶基板上に作製した。300 K における磁化の磁場依存性、およびその電界効果を縦磁気光学 Kerr 効果により測定した。磁場は面内で BTO(100)方向に印加した。電界を薄膜面に対して垂直方向に印加しながら磁化の磁場依存性を測定することで電界効果について調査した。また、BTO の誘電ドメイン状態を初期化するために、450 K で磁化を飽和させた後、ゼロ磁場、ゼロ電場のもとで 300 K まで冷却し、種々の電圧で磁化の磁場依存性を測定した。

実験結果

初めに FeRh/BTO ヘテロ構造試料の磁気特性を明確にするために、磁化の温度依存性を評価した。その結果、400 K からの降温過程において、強磁性-反強磁性転移を示す磁化の減少が観測された。一方で、300 K においては完全な反強磁性状態ではなく、強磁性、反強磁性領域の共存状態であることが分かった。その試料に対して、電圧を印加した際の磁化曲線の変化を Fig. 1(a)に示す。電圧 100 V を印加することにより保磁力が減少していることが分かる。また、保磁力と電圧の関係 (Fig. 1(b)) から、電圧印加に伴う保磁力の変化が 20 V 程度で飽和することが分かる。この電圧印加に伴う保磁力の減少は、接合界面において電界印加に伴い BTO の強誘電 a-c ドメイン境界が移動し、c ドメインの領域が増大することにより、結果として FeRh 薄膜に圧縮歪みが印加され、FeRh の反強磁性領域が拡大したことに起因すると理解される。当日は、電界により誘起される強磁性-反強磁性転移の振る舞いについてより詳細な結果に基づいて議論する予定である。

参考文献

- 1) I. Suzuki, et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 022401 (2014).
- 2) R.O.Cherifi, et al., Nature Mater. **13**, 345 (2014).

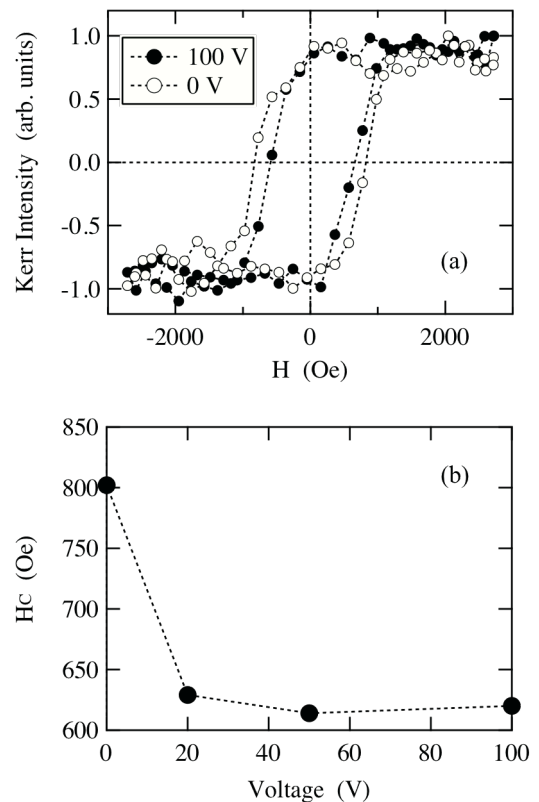


Fig. 1 (a) 電圧印加時および無印加時における FeRh/BTO の磁化曲線, (b) 保磁力の印加電圧依存性

基板相転移に伴う強磁性 Pd(100) 超薄膜の磁性の変化 II

櫻木俊輔, 小川智之*, 佐藤徹哉
(慶應大, * 東北大院工)

Change in magnetism of ferromagnetic Pd(100) ultra thin film by phase transition of the substrate II

S. Sakuragi, T. Ogawa*, and T. Sato
(Keio Univ., *Eng. Tohoku Univ.)

1 はじめに

近年、講演者らは SrTiO₃(100) 基板上にエピタキシー成長した Pd 超薄膜中に、Ni をも凌駕するほどの自発磁化が膜厚に依存して振動的に現れることを示した¹⁾。この振動現象の周期は第一原理計算による予想と完全に一致しており、超薄膜化により生じた *d* 電子の量子井戸状態に由来したバンドが Pd のフェルミエネルギー付近に周期的に現れることにより説明可能である。位相シフト量子化則によれば、金属中の量子井戸状態は膜厚の変化および、超薄膜中の電子の運動量や基板/薄膜界面のポテンシャル障壁の大きさに由来して変調されることが理解されている²⁾。よって、超薄膜への歪みの印加による膜厚の変化や、積層状態の変化に伴う界面電子状態の変化により量子井戸状態が変調されれば、Pd(100) 超薄膜中の磁性にも変化が生じることが予想される。そこで本研究では、SrTiO₃ が約 105 K で構造相転移を生じることを利用し、相転移点前後で生じる SrTiO₃/Pd 界面の変化に起因した Pd(100) 超薄膜の磁性変化について調査を行った。

2 実験方法

超高真空中にて、TiO₂ ステップ-テラス表面を有する SrTiO₃(100) 基板上に Pd をエピタキシー成長させた。それを超高真空チャンパーとフランジ接続された石英管に一度も大気に曝すことなく封入し、SQUID 磁力計を用いることで低温から室温までの磁化の温度依存性を測定した。冷却に伴う Pd の構造の変化を X 線反射率法 (XRR) を用いることで調べ、膜構造の変化と磁性の関係性を議論した。

3 結果および考察

SrTiO₃(100) 上の Pd(100) 超薄膜について磁化の温度依存性測定を行ったところ、SrTiO₃ の相転移温度付近において Pd の磁化に顕著な変化が観測された (Fig. 1)。この変化の傾向が冷却の回数に依存して不可逆に変化することから、冷却・昇温に伴い SrTiO₃/Pd の構造が不可逆に変化していることが示唆された。試料を室温から 10 K まで 6 回冷却した後に測定した磁化の温度依存性の結果を Fig. 2 に示す。冷却過程において 100 K 付近に磁化の大きな変化が見られるが、昇温過程において磁化の変化は観測されず、また昇温後に Pd の自発磁化が消失していることが分かった。この試料と同様の温度サイクルを施した試料について冷却前後における XRR 測定を行ったところ、プロファイルに明瞭な差が観測された (Fig. 3)。これは、冷却を繰り返し行うことで SrTiO₃/Pd 膜の構造に変化が生じたことを示唆する。温度変化による膜構造の変化の要因として、Pd と SrTiO₃ の比熱の違いやアンチフェーズドメインにて生じた膜構造の劣化が考えられ³⁾、界面構造の変化に伴うデッドレイヤーの形成および積層状態の変化により量子井戸状態が変調され、Pd の磁化に影響が与えられたと予想される。また、冷却・昇温の繰り返しにより膜構造が大幅に劣化し、Pd 中の量子井戸状態が保たれなくなった際に自発磁化が消失したと考えられる。

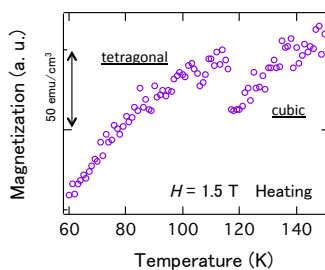


Fig. 1 Temperature dependent magnetization

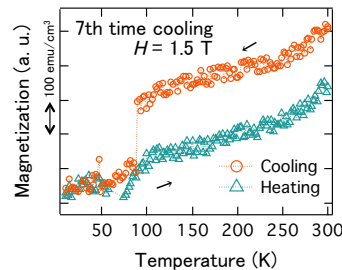


Fig. 2 Magnetic properties after repetition by cooling

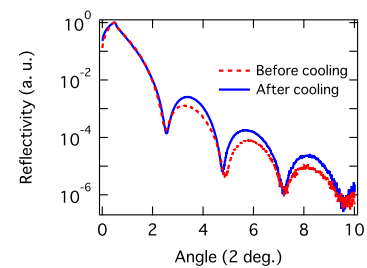


Fig. 3 Result of XRR before and after cooling

References

- 1) S. Sakuragi et al.: *Phys. Rev. B*, **90**, 3078 (2014).
- 2) T.-C. Chiang: *Surf. Sci. Rep.*, **39**, 181 (2000).
- 3) F. He, B. O. Wells, S. M. Shapiro, M. v. Zimmermann, A. Clark, and X. X. Xi: *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 123 (2003).

Nb:SrTiO₃ 上の Pd(100)超薄膜の電圧印加による磁性への効果

糸谷良, 櫻木俊輔, 佐藤徹哉
(慶大理工)

Effect on magnetism by voltage application to Pd(100) ultra-thin film on Nb-doped SrTiO₃
Ryo Itotani, Shunsuke Sakuragi and Tetsuya Sato
(Fac. of Sci. and Tech., Keio Univ.)

はじめに

Pd(100)超薄膜が膜厚に対して振動的に強磁性を発現することは、第一原理計算および SrTiO₃ を基板として用いた実験によって確認されている¹⁾。これは薄膜に現れた量子井戸状態に起因するものであり、薄膜界面における散乱位相シフトが量子井戸の形成に関わっている。散乱位相シフトは、薄膜外への電子のしみ出しとして考えられ、その度合いを変えることで量子井戸状態を変調でき、結果として Pd の磁氣的性質に変化が生じることが期待される。

本研究では基板に Nb ドープした SrTiO₃(NSTO)を用い、Pd/NSTO 界面に形成されるショットキー接合により量子井戸の変調を目指す。ショットキー障壁幅はバイアス電圧により変化させることが可能であり、これを利用して NSTO 側の位相シフトを変調させる。

実験方法

MBE 法を用いて NSTO(100)基板の上に Pd(100)超薄膜をエピタキシャル成長した。これを超高真空チャンバーに接続された石英管に封入し、SQUID 磁力計でその磁化の大きさを測定した。またこれとは別に、Ti/Au 電極を真空蒸着した Pd(100)/NSTO 試料を作製し、その電流-電圧特性を評価した。

実験結果

Pd(100)/NSTO の磁気測定から得られた、Pd の単位原子あたりの磁化と膜厚の関係を Fig.1 に示す。SrTiO₃ を基板として用いた実験¹⁾と比較すると、ピークを示す膜厚がずれる。これは、Nb をドープしたことにより界面状態が異なったためだと考えられる。また Fig.2 のショットキー特性より、Pd/NSTO 界面にはショットキー障壁が存在する。今後は、ショットキー障壁の制御によって位相シフトを変え、磁性の変調を試みる。

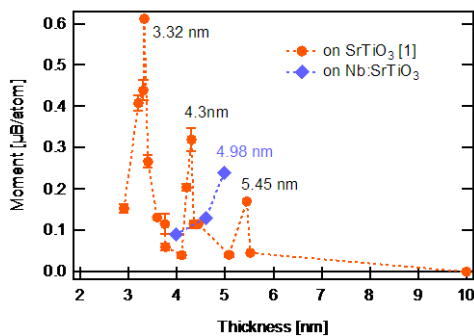


Fig.1 Thickness-dependent magnetic moment per Pd atom with different substrates (at 300 K).

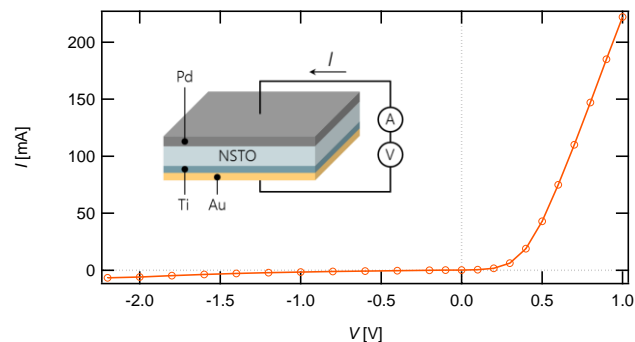


Fig.2 I-V characteristics of Pd/NSTO junction (inset: Schematic diagram of the sample).

参考文献

- 1) S. Sakuragi et al., Phys. Rev. B **90**, 054411 (2014).

STM 原子操作による単一有機分子の電子スピン状態の制御

太田奈緒香¹、中島脩平¹、N. K. M. Nazriq¹、中村浩次²、山田豊和¹
(千葉大院融合¹、三重大工²)

Control of electric spin states of single organic molecules with STM atom manipulation
Naoka Ohta¹, Shuhei Nakashima¹, N. K. M. Nazriq¹, Kohji Nakamura², Toyo Kazu Yamada¹
(Chiba Univ.¹, Mie Univ.²)

走査トンネル顕微鏡 (STM) は、探針を使って試料形状および電子状態を原子レベルの空間分解能で測定できる顕微鏡である。超高真空中で磁性膜を W 探針にコートすることで磁性探針が得られる。磁性探針を用いる STM をスピン偏極 STM とよぶ。磁気力顕微鏡 (MFM) と異なり、探針-試料間のスピン偏極トンネル電流を検出するため、試料の電子スピン状態分光測定できる。反強磁性膜を用いることで漏れ磁場の無い理想的な磁性探針とする [1]。

このスピン偏極 STM の技術を用いて、1 個の非磁性 π 電子系単一有機分子を介する伝導を計測したところ磁気抵抗が確認された [2]。この磁気抵抗の極性は、分子を挟む磁性電極を変えることで変化した [3]。磁性基板上的単一有機分子の STM 分光測定の結果、原因は、分子の π 電子状態と基板の d 電子状態の強い結合に伴い発現する新たなスピン偏極状態にあると分かってきた [4, 5]。

本研究で我々は、 π -d 電子状態結合を直接 STM 分光観察し、分子を介する磁気伝導の解明を目指す。 π -d 電子結合を直接見るため、原子レベルで平坦・清浄化した貴金属基板上に、単一有機分子と単一磁性原子を同時に吸着させた。STM 探針を用いて原子を動かし分子へ接近させていく。分子の横、さらに分子の側鎖の上、分子の中央に原子をのせることに成功した (物理吸着)。それぞれの状態で STM 分光測定を行い、分子内の各位置での局所電子スピン状態測定を行った。測定は全て、超高真空中、極低温で行った。得られた結果を第一原理計算の結果と比較検討した [6]。

また、貴金属でなく磁性基板上に吸着した非磁性 π 電子系分子に、STM 探針を用いて基板の磁性原子を注入することにも成功した (化学吸着)。注入後の分子の局所電子スピン状態測定結果と第一原理計算結果も原子注入されたことを示した。詳細を報告する [7]。

参考文献

- [1] T. K. Yamada and A. L. Vazquez de Parga, Appl. Phys. Lett. 105 巻, pp.183109, 2014 年.
- [2] S. Schmaus, T.K. Yamada, W. Wulfhekel, et al., Nature Nanotechnology, 6 巻, pp.185, 2011 年.
- [3] A. Bagrets, S. Schmaus, T.K. Yamada, W. Wulfhekel, et al., Nano Letters, 12 巻, pp.5131, 2012 年.
- [4] Y. Yamagishi, S. Nakashima, K. Oiso and T. K. Yamada, Nanotechnology, 24 巻, pp.395704, 2013 年.
- [5] S. Nakashima, Y. Yamagishi, K. Oiso, T. K. Yamada, Jpn. J. Appl. Phys. 52 巻, pp.110115, 2013 年.
- [6] T. K. Yamada, S. Nakashima, N. Ohta, N. K. M. Nazriq, and K. Nakamura, in preparation.
- [7] T. K. Yamada, N. Ohta, S. Nakashima, K. Nakamura, and A. L. Vazquez de Parga, in preparation.

逆ペロブスカイト窒化物交換結合膜における電流駆動磁化スイッチングの成長方位依存性

安藤 弘紀、黒木 庸次、羽尻 哲也、植田 研二、浅野 秀文
(名大院工)

Growth orientation dependence of current induced magnetization switching in exchange-coupled antiperovskite nitride bilayers

H. Ando, Y. Kuroki, T. Hajiri, K. Ueda, H. Asano
(Nagoya Univ.)

はじめに

近年、スピントランスファートルクは強磁性体のみならず、反強磁性体にも働き、その臨界反転電流密度 (I_c) は約 10^5 A/cm² と小さな値を示すことが理論予測されている[1]。そのため我々は I_c 低減に向けて逆ペロブスカイト窒化物磁性体であるハーフメタル強磁性体 Co_3FeN と反強磁性体 Mn_3GaN に注目してきた[2, 3]。これまでに $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$ エピタキシャル積層膜において、異方性磁気抵抗 (AMR) 効果を用いた電流駆動磁化スイッチングを報告している。しかし Mn_3GaN の反強磁性は Mn イオンの磁気モーメントが (111) 面内で正三角形に配列することで発現するため、本研究では $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$ エピタキシャル積層膜の電流駆動磁化スイッチングについて調査したので報告する。

実験方法

反応性マグネトロンスパッタ法により $\text{MgO}(001)$ sub./ $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)$ (20 nm)/ $\text{Co}_3\text{FeN}(001)$ (5 nm) 及び、 $\text{MgAl}_2\text{O}_4(111)$ sub./ $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)$ (25 nm)/ $\text{Co}_3\text{FeN}(111)$ (7 nm) 積層構造の作製を行った。MR 測定は試料を細線 (80 x 20 μm) 状に加工し、325 K で $H_{\text{FC}} = +10$ kOe の外部磁場中で 30 分間保持した後、外部磁場を印加したまま 4 K まで冷却した後、測定電流 $I = 0.1$ mA と測定磁場 H ($\parallel H_{\text{FC}}$) を平行にして行った。

実験結果

$\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$ 積層膜と $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$ 積層膜の AMR 曲線を Fig. 1-1, 1-2 にそれぞれ示す。交換バイアスによる H_{FC} の反対方向へのシフトが明瞭に観測され (Fig. 1-1(a), 1-2(a))、この時の AMR 比は負であることから、 Co_3FeN が大きなスピン分極率を有していることが示唆される[4]。 $H_a = -5$ kOe の外部磁場中で反転電流 (I_a) を 1 秒間流した後 AMR 曲線を測定したところ、 I_a が大きくなるに従い交換バイアスが正磁場側にシフトし、Fig. 1-1 では $I_a = 3$ mA ($I_c \approx 6 \times 10^5$ A/cm²)、Fig. 1-2 では $I_a = 2$ mA ($I_c \approx 2.4 \times 10^5$ A/cm²) で完全に反転した (Fig. 1-1(b)-(e), 1-2(b)-(e))。Fig. 2 には AMR 曲線から求めた交換結合磁界 (H_{ex}) の I_a 依存性を示す。飽和するときの挙動が (001) 積層膜では緩やかであるのに対し、(111) 積層膜では急峻である。このことと (111) 積層膜で I_c が (001) 積層膜より小さい原因は、 $\text{Mn}_3\text{GaN}/\text{Co}_3\text{FeN}$ 界面において、 $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)$ 膜と $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)$ 膜では Co_3FeN との界面スピン配列が異なることと対応していると考えられる。

参考文献

- [1] A. S. Nunez *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 2941 (2006).
- [2] H. Sakakibara *et al.*, IEEE Trans. Magn. **50**, 2600404 (2014).
- [3] H. Tashiro *et al.*, J. Koran Phys. Soc. **63**, 299 (2013).
- [4] S. Kokado *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 024705 (2012).

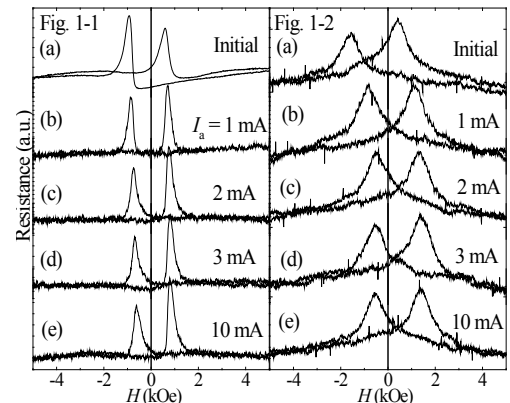


Fig. 1-1, 1-2. AMR curves for $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$ (left) and $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$ (right) measured at 4 K (a) initial state and (b) - (e) after flowing I_a with $H_a = -5$ kOe.

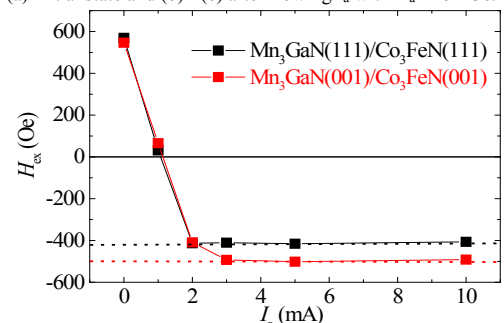


Fig. 2. H_{ex} of $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$ (black line) and $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$ (red line) plotted against I_a .

異方性磁気抵抗効果を用いたホイスラー合金 ハーフメタル強磁性／反強磁性 Fe₂CrSi/Ru₂MnGe 積層膜の研究

羽尻哲也, 松下将輝, 植田研二, 浅野秀文
(名大工)

Anisotropic magnetoresistance study of Heusler-type half-metal ferromagnet and antiferromagnet
Fe₂CrSi/Ru₂MnGe bilayer thin films
T. Hajiri, M. Matsushita, K. Ueda, and H. Asano
(Nagoya Univ.)

はじめに

近年, スピン偏極電流が強磁性体だけでなく反強磁性体にも作用し, 反強磁性体の磁気配列を変えうる事が報告されたことより [1,2], スピン偏極電流を用いた磁化スイッチングが注目を集めている。その際, 反強磁性相の磁化スイッチングに必要な臨界電流は強磁性に作用する場合よりも 10^{-1} ~ 10^{-2} 以上小さい事が予想されている [1]。反強磁性相に作用する磁化反転を観測する方法として, 交換結合した強磁性／反強磁性積層膜の異方性磁気抵抗 (AMR) 効果を用いる方法が提案されている [3]。一方で, AMR は強磁性体のハーフメタル性に関する重要な情報を含む [4]。そこでホイスラー合金で最も高いネール温度を持つ Ru₂MnGe [5]と, 同じホイスラー合金ハーフメタル強磁性 Fe₂CrSi の積層膜の作成を行ない, AMR 測定を行なった。

実験方法

ホイスラー合金 Fe₂CrSi および Ru₂MnGe は DC マグネトロンスパッタリングにより成膜を行なった。交換結合は 350 K で $H = +10$ kOe の外部磁場中で 30 分間保持した後, 外部磁場を印加したまま 4 K まで冷却する事で得た。MR 測定および電気抵抗測定は 4 端子法を用いた。

実験結果

Fig.1 に交換結合した Fe₂CrSi(10 nm)/Ru₂MnGe (20 nm)積層膜の $T = 4$ K における AMR 曲線を示す。磁場と電流の相対角が平行 ($//H$) および垂直 ($\perp H$) それぞれで, 保磁力 ($H_c \sim 700$ Oe) に起因するピークを観測した。また Fig.1(b)に示すようにそのピーク位置に注目すると, $//H$ のピークは $\perp H$ のピークに比べマイナス方向にシフトしており, FM/AFM 交換結合による磁場中冷却の反対方向へのシフト ($H_{eb} \sim 180$ Oe)を観測した。また交換結合した Fe₂CrSi/Ru₂MnGe 積層膜の比の角度依存性の測定も行い, $H = 4000$ Oe において約-1.0%の AMR 比を得た。

一方で, Ru₂MnGe 薄膜の電気抵抗-温度曲線において $T = 380$ K 近傍にピークが現れる事を見出した。このピークはネール温度に関連すると考えられ [6], 以前の報告 ($T_N = 353$ K [5]) よりもさらなるネール温度の上昇が期待される。

参考文献

- 1) A. S. Nunez *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 214426 (2006).
- 2) X. L. Tang *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 122504 (2007).
- 3) H. Sakakibara *et al.*, J. Appl. Phys. **117**, 17D725 (2015).
- 4) S. Kokado *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 024705 (2012).
- 5) N. Fukutani *et al.*, IEEE Trans. Magn. **48**, 3211 (2012).
- 6) R. Asai *et al.*, J. Phys. Condens. Matter **15**, L463L468 (2003).

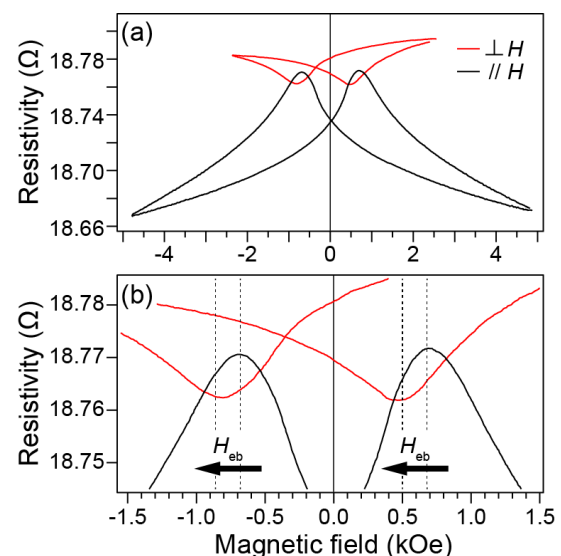


Fig.1 Anisotropic magnetoresistance curves of RMG/FCS exchange-coupled bilayers.

Ni₂MnAl/*X* (*X*: Fe, Co, Co₂MnSi) 積層膜における交換結合磁界の評価

土屋朋生, 杉山知子, 窪田崇秀, Teodor Huminiuc*, 廣畑貴文*, 高梨弘毅
(東北大学金属材料研究所, *ヨーク大学)

Exchange bias field of epitaxially grown Ni₂MnAl/*X* bilayers (*X*: Fe, Co, Co₂MnSi)

Tomoki Tsuchiya, Tomoko Sugiyama, Takahide Kubota, Teodor Huminiuc, Atsufumi Hirohata and Koki Takanashi
(Institute for Materials Research, Tohoku Univ., * The University of York)

緒言

ハードディスクドライブ (HDD) の磁気センサや磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) などのスピントロニクスデバイスにはスピンバルブ構造が用いられている。スピンバルブ中の反強磁性体は交換磁気異方性により隣接する強磁性層の磁化の固定する役割を担っている。Mn₃Ir は高交換結合磁界と高ブロッキング温度を両立する魅力的な材料であるため、スピンバルブ構造に広く用いられているが、Ir は希少金属であり、元素戦略的な観点から使用量の削減が望まれる。Mn₃Ir を代替する材料として反強磁性体のホイスラー合金に着目した。反強磁性ホイスラー合金は、Co-Fe 合金やハーフメタルホイスラー合金などのスピン偏極率が高い強磁性体材料と格子整合性が良く特性の向上が期待できる。他方、反強磁性ホイスラー合金を用いた交換バイアス効果の研究は少なく、系統的な実験による知見の蓄積が必要である。本研究では、反強磁性ホイスラー合金の中でも比較的ネール温度が高い B2 構造の反強磁性体ホイスラー合金 Ni₂MnAl [1]を用い、種々の強磁性材料 *X* (*X*: Fe, Co, Co₂MnSi) とのエピタキシャル積層薄膜を作製し、その結晶構造、磁気特性を系統的に調査することを目的とした。

実験方法

薄膜試料は MgO(100)単結晶基板上に DC マグネトロンスパッタ法を用いて作製した。Ni₂MnAl の膜厚は 100 nm とし、成膜温度を室温から 600°C の範囲で変化させた。Ni₂MnAl 薄膜上に強磁性体の *X* (*X*: Fe, Co, Co₂MnSi) とキャップ層の Al をそれぞれ 3 nm、室温で成膜した。Co₂MnSi を積層させた試料のみ、Ni₂MnAl 層の成膜温度は室温で固定し、キャップ層成膜後に真空中で 1 T の磁場を印加しながらポストアニールを行った。ポストアニールの温度は 300 °C、又は、400、500°C とした。Ni₂MnAl 薄膜の組成はコスパッタ法により化学量論組成に調整し、他の材料は単体又は合金のターゲットを用いて作製した。結晶構造は X 線構造回折法 (XRD)、磁気特性は超伝導量子干渉磁束計 (SQUID) により測定した。

結果

XRD の結果から、室温から 600°C の成膜温度で B2 構造の Ni₂MnAl が、MgO (100)単結晶基板上に (001) 配向でエピタキシャル成長していることが確認された。全ての強磁性層との積層構造において、交換磁気異方性による磁化曲線のシフトが測定温度 10 K で観察された。作製した試料で最も大きい交換結合磁界 H_{ex} が確認された試料は、Co₂MnSi を積層させた後に 400°C でポストアニールを行った試料であり、その大きさは 163 Oe であった。一軸磁気異方性エネルギー J_k は強磁性層が Co₂MnSi の時に 0.04 erg/cm²、Fe の時に 0.03 erg/cm²、Co の時に 0.02 erg/cm² であった。 J_k の強磁性材料依存性について、強磁性層と Ni₂MnAl との間の格子不整合度の差が一つの要因となり得ると考えられる。

謝辞

本研究の一部は JST 国際科学技術共同研究推進事業 (SICORP-EU, HARFIR) および新素材共同研究開発センター共同利用研究 (課題番号: 15G0413) の支援を受けて行われた。

参考文献

- [1] X. Y. Dong, et al., J. Cryst. Growth 254, 384 (2003).