高密度 FePt ナノドットスタック構造における磁気伝導特性

河瀬平雅、牧原克典、加藤剛志、大田晃生、池田弥央、岩田聡、宮崎誠一 (名大院工)

Magnetotransport Properties of FePt Alloy-NDs Stacked Structures

Taiga Kawase, Katsunori Makihara, Takeshi Kato, Akio Ohta, Mitsuhisa Ikeda, Satoshi Iwata,

and Seiichi Miyazaki

(Nagoya Univ.)

序論

熱酸化 SiO2 薄膜上の極薄 Fe/Pt 積層構造をリモート H2 プラズマ(H2-RP)処理(外部非加熱)することで、L10規 則化合金 FePt ナノドットを高密度(面密度: ~10¹¹cm⁻2)一括形成でき[1]、異なるサイズの規則合金 FePt ナノド ットを二重積層した構造において、ナノドットの保磁力差を反映した電子輸送変化(外部磁場依存性)が室温で 認められることを非磁性 AFM 探針を用いた局所電気伝導測定より明らかにした[2]。本研究では、FePt ナノ ドット二重積層構造を有するダイオード構造を作成し、外部磁場が電子輸送特性に及ぼす影響を評価した。 実験方法

p-Si(100)基板を 1000°C、2%O2 中で酸化して形成した熱酸化膜(膜厚~2.0nm)上に、膜厚~1.4nm の Fe 薄膜、 膜厚~1.7nmの Pt 薄膜を EB 蒸着により連続堆積した。その後、

60MHz 高周波電力の誘導結合により励起・生成した高密度水素プ ラズマを用いて Pt/Fe 積層膜表面に外部非加熱でリモートプラズ マ処理を施すことで、平均高さ~5.1nmの規則化合金 FePt ナノドッ トを面密度 4.5×10¹¹cm⁻²で一括形成した。その後、EB 蒸着により 膜厚~2.0nmのSiOx薄膜を堆積し、引き続き、

Pt(~2.8nm)/Fe(~2.3nm)ナノドット(面密度 2.5×10¹¹cm⁻²)を形成した。 最後に、試料上部に Al 電極(直径 500µm)を真空蒸着により形成し た(Fig. 1)。また、室温の M-H カーブ測定から、形成した上部およ び下部 FePt ナノドットの膜法線方向の保磁力は、それぞれ~2.5 kOe および~0.5 kOe であることは別途確認している。作成した試 料の I-V 特性は、試料直下に表面磁束密度 0.5~4.5kOe の磁石を配 置することで着磁を行った後、ゼロ磁場、室温において測定した。

結果および考察

4.5kOe 着磁後、Al 電極に負バイアスを印加して測定した FePt ナ ノドット二重積層構造の電流-電圧特性は、印加電圧の増大に伴い 電流レベルの大幅な増大を示す。その後、初期印加磁場と逆向き の磁場 0.35kOe を印加した場合、僅かに電流レベルが低減しただ けであったが、0.62kOe印加では大幅な電流レベルの低下が認め られた。さらに、印加磁場強度を 1.5kOe に増大させ場合では、再 び初期の 4.5kOe 着磁直後における電流レベルに戻ることが分か った。さらに、4.5kOe 着磁後、逆方向・同方向に繰り返し 0.6kOe 印加した場合の、0.6Vにおける電流レベルをまとめた結果、明瞭 な抵抗変化(抵抗比:1桁)が認められた。これらの結果は、I-V 特性が上下のドットにおける磁化の相対的方向(平行および反平 行)により大きく変化し、保磁力の小さなドットの磁化状態を制 御することで抵抗値の制御が可能であることを示している。

結論

保磁力の異なる規則合金 FePt ナノドット二重積層構造において、 ドットの磁気状態が電気伝導特性に及ぼす影響を評価した結果、 ナノドットの相対的な磁化方向の変化に起因する抵抗変化が室温 で認められた。

参考文献

- R. Fukuoka et al., Trans. Mat. Res. Soc. Jpn., 40 (2015) 347. 1)
- K. Makihara et al., Ext. Abst. SSDM2015, G-3-6. 2)

謝辞

本研究の一部は、科研費若手研究(A)の支援を受けて行われた。







Room temperature Fig. I-V 2 characteristics of the doubly-stacked FePt-NDs structure shown in Fig. 1 just after magnetizing with magnetic field application (0.35~1.5 kOe) opposite to the initial magnetization (4.5 kOe) direction.

Mag-flip spin torque oscillator using highly spin polarized Heusler alloy as spin injection layer for microwave assisted magnetic recording

S. Bosu, H. Sepehri-Amin, Y. Sakuraba, S. Kasai, M. Hayashi, and K. Hono National Institute for Materials Science, 1-2-1 Sengen, Tsukuba, Japan 305-0047

A major challenge of microwave assisted magnetic recording (MAMR) is the development of a mag-flip spin torque oscillator (STO) [1] with a cross section area of ~ 40 × 40 nm² or less consisting of an in-plane magnetized field generating layer (FGL) and a perpendicularly magnetized spin-injection layer (SIL) that is able to generate a large ac field $\mu_0 H_{ac} > 0.1$ T from FGL with a frequency *f* over 20 GHz at small critical bias current density $J_C < 1.0 \times 10^8$ A/cm² [2]. Solid understanding of the underlying mechanism of the large angle(φ) out-of-plane precession (OPP) is equally essential. Recently, we demonstrated a mag-flip STO using highly spin polarized Heusler alloy Co₂FeGa_{0.5}Ge_{0.5}

(CFGG) as a spin injection layer (SIL) [3] for the reduction of $J_{\rm C}$. We reported, the usage of FePt/CFGG SIL reduces $J_{\rm C}$ by ~50% compared to that using a FePt/Fe₂Co SIL. In the present study, to generate a stable OPP mode as well as to achieve a high $\mu_0 H_{\rm ac} \infty$ $\mu_0 M_s l \times sin \varphi$ (*l* is the thickness of FGL), we employed Fe₂Co with $\mu_0 M_s \sim 2.3$ T as FGL in combination with a highly spin polarized CFGG (l=3)nm) SIL perpendicularly magnetized with FePt (10 nm). We prepared cylindrical shape STO devices with diameter, $D \sim 29$ and 42 nm to investigate STO properties. Fig. 1(a) shows the schematic diagram of the experimental CPP nano-pillar STO devices. The SEM images for $D \sim$ 42, and 29 nm STO devices are presented in Fig. 1(b). When FGL is oscillating in uniform OPP mode, rf spectrum can not be detected for external magnetic filed $\mu_0 H_{\text{ext}}$ applied perpendicular to film plane, i.e., $\theta_{\text{H}} = 0$ since the relative angle between the FGL and SIL is constant during oscillation. Therefore, to obtain a finite $\Delta R(t)$, *i.e.*, to detect the *f* spectrum, it is necessary to tilt slightly the θ_H of $\mu_0 H_{ext}$ from the film normal. Figures 1(c) and (e) show the ΔR - $\mu_0 H_{\text{ext}}$ curves with $\mu_0 H_{\text{ext}}$ applied at a slight tilting $\theta_{H} \sim 4$ to 5° for $D \sim 42$ nm and 29 nm, respectively. Large ΔR rise at high $\mu_0 H_{\text{ext}}$ is comparable to that at $\mu_0 H_{\text{ext}} \sim 0$, which corresponds to large angle oscillations that appears at $I_{\rm dc}$ = –6 mA (|J| \sim $4.3 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$) and $-3.5 \text{ mA} (|J| \sim 5.3 \times 10^8 \text{ A/cm}^2)$ for $D \sim 42$ nm and 29 nm, respectively. Corresponding power spectra with maximum $f \sim 21$ and 25.5 GHz around $\mu_0 H_{\text{ext}} \sim 1.1$ T for $D \sim 42$ and 29 nm,



Figure 1: Schematic diagram of the STO device structure (a), SEM images of reference devices with $D \sim 42$ and 29 nm (b). $\Delta R - \mu_0 H_{ext}$ curves with $\mu_0 H_{ext}$ applied at tilting angle, $\theta_H \sim 4-5^\circ$ from film normal for (c) $D \sim 42$ nm and (e) $D \sim 29$ nm STO devices. Inset cartoons represent oscillation states of FGL. rf power spectrum (d) for D = 42 nm at $I_{dc} = -6$ mA, and (f) for D = 29nm at $I_{dc} = -3.5$ mA. $f \sim 21$ GHz and $f \sim 25.5$ GHz has been observed for D =42 nm and D = 29 nm, respectively at $\mu_0 H_{ext} \sim 1.1$ T.

respectively, in Figs. 1(d) and (f) are in the OPP mode. Our micromagnetic simulation results also imply that large ac magnetic field $\mu_0 H_{ac} \sim 0.2$ T can be generated (not shown) from the STOs with a pillar size of $D \sim 30$ to 40 nm using Fe₂Co (7 nm) FGL with high $\mu_0 M_s \sim 2.3$ T.

References: [1] Zhu J. et al., IEEE Trans. Magn. 44, 125 (2008), [2] Takeo A. et al., Intermag Conference 2014 (AD-02), [3] Bosu S. et al., Appl. Phys. Lett. **108**,072403 (2016)

Fe-Pt-Pd 合金薄膜における垂直磁気異方性の電界制御

菊島悟*、関剛斎*.**、内田健一*.**,***、齊藤英治*.***,****、高梨弘毅*.** (*東北大金研、**東北大 CSRN、***JST さきがけ、****JST ERATO、*****東北大原子分子材料科学高等研究機構、 ******日本原子力開発機構)

Electric field control of perpendicular magnetic anisotropy in Fe-Pt-Pd alloy films S. Kikushima*, T. Seki***, K. Uchida*,**,***, E. Saitoh*,**,*****,*****, K. Takanashi*** (B. Tabalar Urin, **CNSD, Tabalar Urin, ***IST DEECTO, ****IST ED ATO, ****WPL ADMD, Tabalar Urin, ***

(*IMR, Tohoku Univ., ***CNSR, Tohoku Univ., ***JST-PRESTO, ****JST-ERATO, *****WPI-AIMR, Tohoku Univ.,

******JAEA)

はじめに

不揮発性メモリの一つである MRAM は、高密度記憶、高速かつ低消費電力動作、高書き換え耐性、高信頼 性を担保できるメモリとして注目を集めている。MRAM 開発では、小さな外部エネルギーで磁化方向を反転 させる方法の確立が急務となっており、電界を用いた磁化制御が省エネルギー磁化反転技術の有力候補とし て期待されている。これまでに我々のグループでは、異常ホール効果を用い、垂直磁気異方性を有する L10-FePt 薄膜の保磁力に対する電界の効果を検討してきた[1,2]。しかしながら、保磁力の変化量は小さく、磁気異方 性エネルギー変化の定量評価や機構の解明には至っていない。そこで、電界効果のメカニズムの解明と電界 効果の増強を得る事を目標とし、Fe-Pt-Pd 三元系合金の電界効果を測定し、電界による磁気異方性エネルギ ー変化を系統的に調べた。

<u>実験方法・結果</u>

Fig.1に、作製した薄膜試料の膜構造を示す。Fe-Pt-Pd 薄膜の 成膜には超高真空スパッタリングを用いた。基板には MgO(100) を用い、シード層には Fe 又は Cr を、バッファー層には Pd を用 いた。極カー効果測定と、SQUID 素子を用いて薄膜試料の磁気 特性を測定した。電界効果を評価するため、フォトリソグラフィ ーと Ar イオンエッチングを用いて微細加工を行った。微細加工 した素子に電界を印加しながら磁気光学カー曲線を測定し、単位 面積当たりの垂直磁気異方性エネルギー変化を算出した。

本研究の一部は、革新的研究開発推進プログラム (ImPACT)の支援を受けて遂行された。

参考文献

1) T. Seki et al., Appl. Phys. Lett. 98, 212505 (2011).

2) Y. Kikuchi et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 285002 (2013).



Fig. 1 Stacking structure of Fe-Pt-Pd thin film.



Fig. 2 Magnetic anisotropy energy change as a function of the applied electric field for the FePt thin film.

CoFeB-MgOの磁気特性の隣接層材料依存性

渡部杏太¹、深見俊輔¹⁴、佐藤英夫²⁴、松倉文礼^{1,2,4,5}、大野英男¹⁻⁵ ¹東北大学電気通信研究所附属ナノ・スピン実験施設

2東北大学省エネルギー・スピントロニクス集積化システムセンター

3東北大学国際集積エレクトロニクス研究開発センター

4東北大学スピントロニクス学術連携研究教育センター

5 東北大学原子分子材料科学高等研究機構

Adjacent-Layer Material Dependence of Magnetic Properties of CoFeB-MgO system

K. Watanabe¹, S. Fukami¹⁻⁴, H. Sato²⁻⁴, F. Matsukura^{1,2,4,5}, and H. Ohno¹⁻⁵

¹Laboratory for Nanoelectronics and Spintronics,

Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University ²Center for Spintronics Integrated Systems, Tohoku University

³Center for innovative Integrated Electronic Systems, Tohoku University

⁴Center for Spintronics Research Network, Tohoku University

⁵WPI-Advanced Institute for Materials Research, Tohoku University

<u>はじめに</u>

磁気トンネル接合(MTJ)に用いられる CoFeB-MgO の磁気特性は、CoFeB の隣接層材料、CoFeB や隣接層の膜 厚、及び熱処理条件に依存して変化することが知られている^{1,2)}。MTJ を集積回路に用いる際には、半導体後 工程で用いられる熱処理温度(350℃以上)まで磁気特性が維持されなければならない。最近、結晶性の Mo を 隣接層に用いると、これまで主に用いられていたアモルファス性の Ta を用いた場合と比べて高い熱処理耐性 が得られ、425℃ での熱処理後も優れた特性が維持されることが報告された¹⁾。しかしこれが Mo の材料的な 特性とその結晶構造のどちらに起因するのかは明らかにはされていない。本研究では、CoFeB-MgO における CoFeB の隣接層に結晶性の異なる Ta、Mo、及び W を用い、磁気特性とその熱処理耐性の材料、及びその結 晶性に対する依存性を評価した。

<u>実験方法</u>

マグネトロンスパッタリングにより熱酸化 Si 基板上に基板/ Ta, Mo or W/ CoFeB(*t*_{CoFeB})/ MgO(1.4)/ Ta(1) (in nm) なる積層膜を成膜し、真空中で 300 - 400°C で熱処理を施した。X 線回折測定から CoFeB の隣接層の結 晶構造を評価し、磁化曲線の測定から磁気的なデッドレイヤー*t*_dと界面磁気異方性を評価した。

<u>実験結果</u>

異なるスパッタ条件で Ta, Mo, W を成膜した試料の結晶構造を評価したところ、Mo、W については成膜時の 投入パワーが低く(高く)、また成膜 Ar 圧力が高い(低い)とアモルファスまたは β (a)構造が優先的に形 成され、Ta は成膜条件に依らずアモルファス構造が形成されることがわかった。次に単位面積あたりの磁気 モーメントの t_{CoFeB} 依存性から t_{d} を評価した結果、アモルファス Mo、 β -W、アモルファス Ta を隣接層とした 試料では、400°C の熱処理によって CoFeB の t_{d} は大きく増加する一方、 α -Mo、 α -W を用いた場合には熱処理 の有無によらず $t_{d} \sim 0$ となった。一方、界面磁気異方性は Mo、W のいずれも結晶性によらないふるまいを示 した。これらの結果は、CoFeB-MgO の磁気特性は隣接層の材料に加えてその結晶構造にも依存し、特に最安 定の結晶構造を有しているときにデッドレイヤーの形成を抑制できることを意味している。

<u>謝辞</u>

本研究の一部は、文部科学省「未来社会実現のための ICT 基盤技術の研究開発」、及び内閣府「革新的研究開 発推進プログラム」の援助の下で行われた。また本研究の一部は東北大学電気通信研究所研究技術基盤セン ターで行われた。

参考文献 [1] T. Liu et al., Sci. Rep. 4, 5895 (2014). [2] K. Watanabe et al., Jpn. J. Appl. Phys. 54, 04DM04 (2015).