

## 多結晶 Bi 薄膜におけるスピン変換

江本裕行<sup>1</sup>、安藤裕一郎<sup>1,2</sup>、江口学<sup>2</sup>、新庄輝也<sup>2</sup>、仕幸英治<sup>3</sup>、伏屋雄紀<sup>4</sup>、○白石誠司<sup>1,2</sup>

1. 阪大院基礎工、2. 京大院工、3. 大阪市大院工、4. 電通大先進理工

### Spin Conversion in polycrystalline Bi thin Films

H. Emoto<sup>1</sup>, Y. Ando<sup>1,2</sup>, G. Eguchi<sup>2</sup>, T. Shinjo<sup>2</sup>, E. Shikoh<sup>3</sup>, Y. Fuseya<sup>4</sup>, M. Shiraishi<sup>1,2</sup>

1. Osaka Univ., 2. Kyoto Univ., 3. Osaka City Univ., 4. Univ. Electro-communication

### 1. はじめに

ビスマス(Bi)は Nernst-Ettingshausen 効果[1]、Shubnikov-de Haas 振動[2]、Seebeck 効果[3]など様々な効果が最初に発見された物質として知られ、その豊かな物性は広く研究者の興味を喚起している。スピントロニクス観点から見ると、Bi は非放射性元素の中で最大のスピン軌道相互作用(SOI, 1.8 eV[4])を有し、またそのバンド構造が L 点における狭バンドギャップ(10 meV)の Dirac 的線型バンド構造[5]であることから、電荷(スピン)の高速移動や SOI によるスピン制御・スピン変換など、こちらも様々な物性が発現することが期待され、近年大きな関心を集めている。2013 年の Rojas-Sanchez らによる Bi/Ag 系における逆 Rashba-Edelstein 効果(IREE)の発見[6]は逆スピンホール効果(ISHE)[7,8]に次ぐ Bi 系での新たなスピン変換効果としてこの分野に更なる注目を集めるきっかけとなったが、Bi/Ag 界面に注入されたスピン流は NiFe の強磁性共鳴下でのスピンポンピングによるものであったため、NiFe の自発的 ISHE[9]などの spurious な効果との切り分けが十分でない、という問題が残っている。本研究ではスピン源に磁性絶縁体であるイットリウム=鉄=ガーネット(YIG)を用いることでこの問題を回避しながら Bi におけるスピン変換物性を精査した[10]。

### 2. 実験結果

Bi は抵抗加熱法を用いて YIG 上に成長させた。Bi 膜厚は 10-60 nm と変化させた。X 線回折実験からこの Bi は多結晶構造を有していることがわかった。YIG からの純スピン流注入のために試料を ESR 装置 (JEOL, FA-200、TE<sub>011</sub> キャビティ) 中にセットし 9.12 GHz の高周波磁場を印加した。スピンポンピング実験は室温で行った。

IREE は Bi と接合物質との界面における Rashba 効果とその界面で形成される 2 次元電子系が起源であるため、スピン変換によって生成された電流は Bi の膜厚に依存しないが、ISHE はスピン緩和長の距離スケールにおけるスピン散乱が起源のため、Bi 膜厚依存性を持つという本質的違いがある。Bi は半金属、YIG は絶縁体であるため両者の界面には一定の無視できない界面電場が存在すると期待されるが、実験結果は生成電流量が Bi 膜厚に対して明瞭な依存性を有しておりスピン変換機構が IREE でなく ISHE であることを強く示唆する。また ISHE を記述する理論式からスピン緩和長は約 20 nm と見積もられた。

講演では実験結果の詳細を紹介しながら Bi のスピン緩和機構も議論する。

### 参考文献

1. A. V. Ettingshausen and W. Nernst, *Annalen der Physik und Chemie* **265**, 343 (1886).
2. L. Schubnikov and W. J. de Haas, *Comm. Phys. Lab. Leiden*, **207d**, 35 (1930).
3. T.J. Seebeck, *Abh. Alad. Wiss. Berlin* **289**, 1820 (1822).
4. D. Shoenberg and M.Z. Uddin, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **156**, 687 (1936).
5. M. H. Cohen and E. I. Blount, *Phil. Mag.* **5**, 115 (1960).
6. J.-C. Rojas-Sanchez et al., *Nature Comm.* **4**, 3944 (2013).
7. D. Hou et al., *Appl. Phys. Lett.* **101**, 042403 (2012).
8. H. Emoto, Y. Ando, E. Shikoh, Y. Fuseya, T. Shinjo and M. Shiraishi, *J. Appl. Phys.* **115**, 17C507 (2014).
9. A. Tsukahara, Y. Ando, Y. Kitamura, H. Emoto, E. Shikoh, M.P. Delmo, T. Shinjo and M. Shiraishi, *Phys. Rev. B* **89**, 235317 (2014).
10. H. Emoto, Y. Ando, G. Eguchi, E. Shikoh, Y. Fuseya, T. Shinjo and M. Shiraishi, submitted.

## 伝導性 d 軌道電子を用いたスピン輸送の実現

大島諒<sup>1</sup>、安藤裕一郎<sup>2</sup>、新庄輝也<sup>2</sup>、松崎功佑<sup>3</sup>、須崎友文<sup>3</sup>、白石誠司<sup>2</sup>  
 (<sup>1</sup> 阪大院基礎工、<sup>2</sup> 京大院工、<sup>3</sup> 東工大応セラ研)

### Detection of the Spin Transport with Itinerant d-orbital Electrons

R. Ohshima<sup>1</sup>, Y. Ando<sup>2</sup>, T. Shinjo<sup>2</sup>, K. Matsuzaki<sup>3</sup>, T. Susaki<sup>3</sup>, and M. Shiraiishi<sup>2</sup>  
 (<sup>1</sup>Osaka Univ., <sup>2</sup>Kyoto Univ., <sup>3</sup>MSL, Tokyo Tech.)

#### はじめに

電子スピンの伝達は主に伝導電子を介して達成されてきたが、通常局在して磁性を担う d 軌道電子はこのスピン輸送へのキャリアとしての寄与は小さく、その特性は不明瞭である。近年注目を集めている酸化物絶縁体界面に形成される 2 次元電子系は d 軌道電子がキャリアを担うことが知られており[1]、それを用いたスピン輸送特性は従来の s 軌道電子を用いた結果と起源の異なる結果が得られることが期待できる。本研究では共に酸化物絶縁体である LaAlO<sub>3</sub> (LAO) と SrTiO<sub>3</sub> (STO) の界面に形成される 2 次元系におけるスピン輸送の観測に成功したので報告する。

#### 実験方法

Fig. 1 に示すように、LAO/STO 基板にスピン注入源として Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> (Py)、検出電極として白金 (Pt) を成膜した。Py から注入されたスピンが LAO/STO 界面を伝搬し、Pt においてスピン流から電流へと変換することでスピン輸送を観測した。スピンの注入方法にはスピンポンピング法[2, 3]、電流への変換には逆スピンホール効果[4]をそれぞれ用いた。

#### 実験結果

Fig. 2 に実験結果を示すが、Py の強磁性共鳴下における、Pt からの明瞭な起電力が観測できた。これはスピン源から注入されたスピンの検出電極における観測、つまりスピン輸送の達成を示唆する結果と言える。逆スピンホール効果による起電力は通常共鳴点に対称なローレンツ型を示すため、解析を用いて対称成分と非対称成分の分離を行いその電圧の大きさを評価したところ、逆スピンホール効果による起電力の大きさを 0.47 μV と見積もった。また、その極性は逆スピンホール効果の理論式通りの振る舞いを示した。一方、非対称成分も同様に見積もったところ 1.62 μV と対称成分に比べて大きく、スピン輸送における常とは異なる振る舞いが見られた。講演では LAO/STO 界面でのスピン輸送を裏付けるさらなる実験結果と、その信号についての詳細を議論する。

#### 参考文献

- 1) M. Salluzzo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 166804 (2009).
- 2) Y. Tserkovnyak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- 3) S. Mizukami *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 104413 (2002).
- 4) E. Saitoh *et al.*, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).

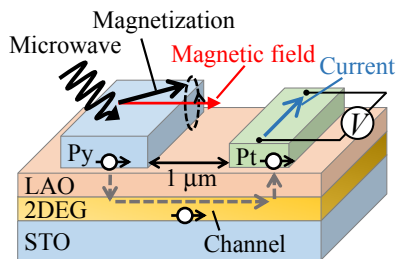


Fig. 1 Measurement concept

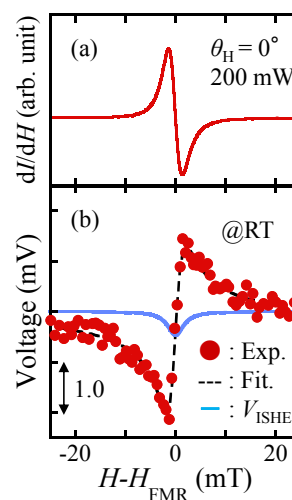


Fig. 2 (a) Ferromagnetic resonance signal and (b) voltage at this point (red circles are experimental data, black break line is fitting curve and blue solid line is electromotive force of inverse spin Hall effect)

## 第一原理計算を用いた FePt, FePd 合金の異常ホール伝導度の規則度依存性

兵頭一茂, 小田洋平\*, 佐久間昭正

(東北大, \*福島高専)

First-principles study on the dependence of anomalous Hall conductivity on degree of order in FePt and FePd alloys

K. Hyodo, Y. Kota\*, and A. Sakuma

(Tohoku Univ., \*Fukushima National College of Technology)

## はじめに

$L1_0$ -FePd, FePt 合金は価電子数・結晶構造の観点で類似の材料であるが, その異常ホール伝導度 ( $\sigma_{xy}$ ) の起源は大きく異なるとされている. 実際に先行研究<sup>1),2)</sup>において, FePt の  $\sigma_{xy}$  は電子の散乱を必要としない内因性機構が主要な起源であるのに対し, FePd の  $\sigma_{xy}$  は電子散乱から生じるサイドジャンプ機構が支配的であるという結果が得られている. これらの先行研究では, 内因性機構の  $\sigma_{xy}$  を理想的な結晶における第一原理計算の値とし, 電子散乱が起源の  $\sigma_{xy}$  をこの計算値と実験で得られた値との差として求めている. このような結果に対して, 計算からも電子散乱を考慮した電子状態から  $\sigma_{xy}$  を計算し, 散乱の効果を議論することが,  $\sigma_{xy}$  の理解を深めるために重要である.

以上の背景から本研究では, 電子散乱の強さを結晶の規則度で表現し, 不規則 2 元合金 FePt, FePd における  $\sigma_{xy}$  の規則度に関する依存性を調べた. また比較のため,  $\sigma_{xy}$  と併せて  $\sigma_{xx}$  についても計算を行った.

計算手法として局所スピ密度近似に基づいた強結合線形マフィンティン軌道法を用い, Fe サイトと Pd(Pt) サイトを不規則配列させた合金について異なる規則度での  $\sigma_{xy}$  を計算した. 不規則合金の電子状態は coherent-potential 近似から計算した.  $\sigma_{xx}$  及び  $\sigma_{xy}$  の計算には Kubo-Streda 公式<sup>3)</sup> の Fermi-surface 項を用いた.

## 結果および考察

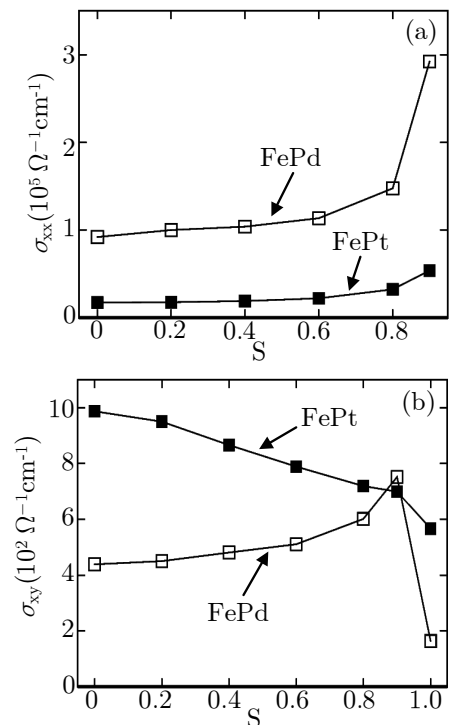
Fig. 1(a) は FePt, FePd 合金における  $\sigma_{xx}$  の, 規則度 ( $S$ ) 依存性の結果である. 両者の  $\sigma_{xx}$  は  $S$  の低下と共に共通して単調に低下し, 規則度の低下が散乱の増加として振る舞うことを確かめた. また,  $\sigma_{xx}$  の値については, 全ての  $S$  で FePd の方が FePt より 5 倍程度大きな値となっている.

Fig. 1(b) は二つの合金の  $\sigma_{xy}$  の  $S$  依存性である. FePt の  $\sigma_{xy}$  は  $S$  の減少に伴う電子散乱の増加に対し,  $\sigma_{xx}$  とは逆に単調に増加する結果となった. また, FePd については  $S = 1$  から 0.9 に規則度が低下した際,  $\sigma_{xy}$  は 4 倍程度に上昇し, 散乱により  $\sigma_{xy}$  が大きく増加した. 加えて,  $S = 0.9$  の  $\sigma_{xy}$  は実験値<sup>1)</sup>  $\sigma_{xy} = 806(\Omega^{-1}\text{cm}^{-1})$  にほぼ一致し, 有限の電子散乱を考慮することで実験値をよく再現できることが分かった.  $S = 0.9$  から  $S$  がさらに低下すると,  $\sigma_{xy}$  は単調に減少していき, 最終的に  $S = 0$  での  $\sigma_{xy}$  は  $S = 1$  と比較して 2 倍程度大きな値となった.

結果として FePt, FePd について  $\sigma_{xy}$  の  $S$  依存性を比較すると, FePd のみが  $S = 0.9$  近傍でピークを持つが, 両者とも  $S = 1$  からの低下に対し  $\sigma_{xy}$  が増加することが明らかとなった. 講演ではさらに, それぞれの合金における  $\sigma_{xy}$  の規則度依存性の起源に関し,  $\sigma_{xx}$  の値や電子状態の観点から議論する.

## References

- 1) K. M. Seeman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 076402 (2010)
- 2) P. He *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 066402 (2012)
- 3) P. Streda *et al.*, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **15**, L717 (1982)



**Fig. 1** calculated (a)  $\sigma_{xx}$  and (b)  $\sigma_{xy}$  values in FePd, FePt alloys as a function of long-range order parameter  $S$

## 異常ネルンスト効果の規則合金薄膜材料依存性

水口将輝<sup>1,2</sup>、長谷川浩太<sup>1</sup>、桜庭裕弥<sup>1</sup>、窪田崇秀<sup>3</sup>、水上成美<sup>3</sup>、高梨弘毅<sup>1</sup>  
 ( <sup>1</sup>東北大金研、<sup>2</sup>JST-さきがけ、<sup>3</sup>東北大 WPI )

Material dependence of anomalous Nernst effect in ordered-alloy thin films  
 M. Mizuguchi<sup>1</sup>, K. Hasegawa<sup>1</sup>, Y. Sakuraba<sup>1</sup>, T. Kubota<sup>2</sup>, S. Mizukami<sup>2</sup>, K. Takanashi<sup>1</sup>  
 ( <sup>1</sup>IMR-Tohoku Univ., <sup>2</sup>JST-PRESTO, <sup>3</sup>WPI-Tohoku Univ. )

### はじめに

強磁性規則合金は、その多様な機能性から、スピントロニクス材料として注目を集めている。しかしながら、熱とスピントロニクスの相関を取り扱う「スピントロニクス」の分野<sup>[1]</sup>では、規則合金の特性に関しては未解明な部分が多い。我々は、これまでに  $L1_0$  型規則合金 FePt 薄膜について、熱磁気効果の一つである異常ネルンスト効果の系統的な測定を行ってきた。その結果、 $L1_0$  型 FePt が比較的大きな異常ネルンスト効果を示すことを見出し<sup>[2]</sup>、異常ネルンスト効果を用いた熱電素子の開発の可能性について、報告した<sup>[3]</sup>。本研究では、熱スピン流から電圧への変換過程についてさらに考察を深めるため、様々な規則合金系薄膜における異常ネルンスト効果の測定を行った。特に、規則合金の磁気異方性と異常ネルンスト効果の関係について、詳細な検討を行った<sup>[4]</sup>。

### 実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリングにより試料を作製した。作製した規則合金材料は、 $L1_0$  型 FePt、 $L1_0$  型 FePd、 $L1_0$  型 MnGa、 $D0_{22}$  型 MnGa である。試料の膜厚は 30 nm とした。参照試料として、[Co (0.2 nm) / Ni (0.4 nm)]<sub>20</sub> の多層膜試料も分子線エピタキシー法により作製した。作製した薄膜の磁気特性の評価を超伝導量子干渉計 (SQUID) を用いて行った。異常ネルンスト効果の測定は、薄膜面内方向に温度勾配を付与した状態で、物理特性測定装置 (PPMS) により試料面直方向の磁場を掃引し、薄膜面内で温度勾配と垂直方向に発生する異常ネルンスト電圧を 4~300 K の温度範囲で測定した。

### 実験結果

図 1 に、様々な規則合金薄膜について測定した 300 K での異常横ゼーベック係数の絶対値と磁気異方性の関係を示す。磁気異方性の増加に従い、異常ネルンスト効果が概ね単調に増加することが分かった。これは、熱スピン流からネルンスト電圧への変換の機構において、スピン軌道相互作用が強く関与していることを示す結果である。また、それぞれの材料について、異常ネルンスト効果の温度依存性の測定を行った。温度の増加にともない、規則合金ではネルンスト角が増加する一方、Co/Ni 多層膜では逆にネルンスト角が減少することが明らかになり、材料系に依存して散乱機構が異なることが示唆された。

本研究の一部は、科学研究費補助金・基盤(S) (25220910)および JST さきがけ研究の支援を受けた。

### 参考文献

- [1] G. E. W. Bauer *et al.*, Phys. Rev. B, **81**, 024427 (2010).
- [2] M. Mizuguchi *et al.*, Appl. Phys. Express, **5**, 093002 (2012).
- [3] Y. Sakuraba, M. Mizuguchi *et al.*, Appl. Phys. Express, **6**, 033003 (2013).
- [4] K. Hasegawa, M. Mizuguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett., *in press*.

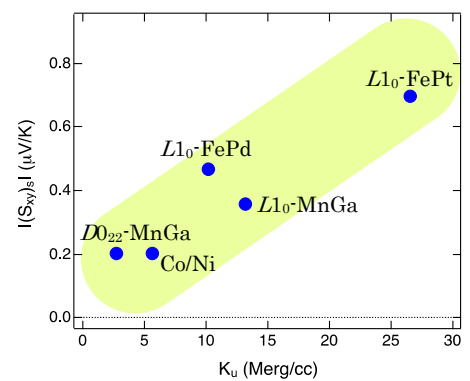


Fig. 1 Material dependence of absolute value of anomalous term of transverse Seebeck coefficient ( $|((S_{xy})_s)|$ ) at 300 K as a function of  $K_u$ .



# スピンゼーベック効果を用いた Ni-Zn フェライト熱電変換素子の研究

佐知嵩之, 竹本洋祐, 若松孝志, 栗巢普揮, 赤井光治, 山本節夫  
(山口大)

Spin Seebeck effect in Ni-Zn ferrite thermoelectric conversion elements

T. Sachi, Y. Takemoto, T. Wakamatsu, H. Kurisu, K. Akai and S. Yamamoto

(Yamaguchi Univ.)

## はじめに

エネルギーハーベスティング技術としてスピンゼーベック効果を利用した熱電変換技術が注目されている。<sup>1)</sup> スピンゼーベック効果を利用すれば磁性絶縁体を用いて熱電発電が可能である。本研究では、フェライト薄膜を Si 基板上とポリイミド(PI)フィルム基板上に成膜してスピンゼーベック素子を作成し、比較検討した。

## 実験方法

RF マグネトロンスパッタ装置を用いて、Si 基板及び PI フィルム(Upilex-50S、宇部興産株、耐熱温度 290 °C)上に、YIG フェライト薄膜と Ni-Zn フェライト薄膜をとともに膜厚 100 nm で堆積し、その上に電極として Pt 薄膜を膜厚 6.7 nm ほど成膜して、熱電変換素子を作成した。

Si 基板上への Ni-Zn フェライト薄膜のスパッタ堆積は、室温と 200°C の基板温度で行った後に、結晶化を行うために大気中で 1000°C でのポストアニール処理を行った。PI フィルム基板の場合には、フェライト薄膜を室温でスパッタ堆積したのみで、ポストアニールは行わなかった。

## 実験結果と考察

Fig.1 に、Si 基板上に室温でスパッタ成膜した Ni-Zn 薄膜のポストアニール前後での M-H ループを示す。ポストアニールを行うと飽和磁化が大幅に増加し、角形比が大きくなった。Fig.2 に、Si 基板上に室温でスパッタ成膜した YIG フェライト薄膜と Ni-Zn フェライト薄膜の熱電変換起電力  $E_{ISHE}$  の磁場依存性を示す。YIG フェライト薄膜では起電力は全く出なかった。YIG フェライト薄膜を結晶化させるためには 1000°C 程度でのポストアニール処理が不可欠である。<sup>2)</sup> Ni-Zn フェライト薄膜ではポストアニール前の試料では 0.4[ $\mu\text{V}/\text{K}$ ]であった起電力が、ポストアニール後の試料では 0.5[ $\mu\text{V}/\text{K}$ ]に増加した。これはポストアニールによって結晶性が向上し、飽和磁化も増加したことによる。起電力はヒステリシスを描き、スピンゼーベック効果による起電力であると確認した。

基板に PI フィルムを用いた場合には、Ni-Zn フェライト薄膜を室温でスパッタ成膜すると、薄膜が基板から剥離する問題が生じた。そこで、下地層として ZnO 薄膜を導入することで解決した。Fig.3 に、PI フィルム上に成膜した Ni-Zn フェライト薄膜の起電力  $E_{ISHE}$  の磁場依存性を示す。0.2[ $\mu\text{V}/\text{K}$ ]の起電力を観測した。

## まとめ

Pt 電極/Ni-Zn フェライト薄膜/ZnO 下地膜構造をスパッタ法で PI フィルム基板上に作成し、スピンゼーベック効果による起電力 0.2[ $\mu\text{V}/\text{K}$ ]を得た。

## 参考文献

- 1) 内田健一, 齊藤英治, “熱・音波を用いたスピン流生成技術,” *Magnetics Society of Japan*, Vol.8, No.1, pp.18-20 (2013).
- 2) S. Yamamoto, et al., “Post-annealing effect of YIG ferrite thin-films epitaxially grown by reactive sputtering,” *Physica Status Solidi*, (a) 201, No.8, pp.1810-1814 (2004).

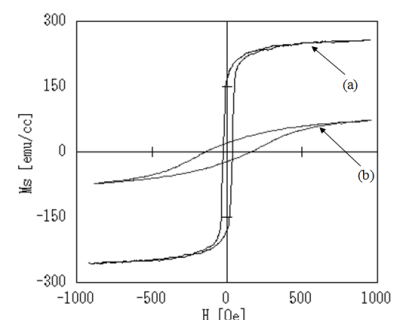


Fig.1 M-H loops for Ni-Zn ferrite/Si-sub. (sputtered at room temperature), (a) Post-annealed at 1000 °C, (b) As-deposited.

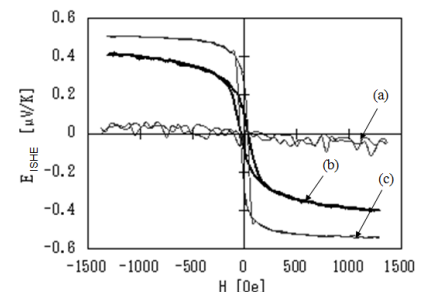


Fig.2 Magnetic field  $H$  dependence of the electromotive force  $E_{ISHE}$  in YIG/Si-sub. and Ni-Zn ferrite/Si-sub. sputtered at room temperature. (a) YIG ferrite: as-sputtered, (b) Ni-Zn ferrite: as-deposited, and (c) Ni-Zn ferrite: post-annealed at 1000°C.

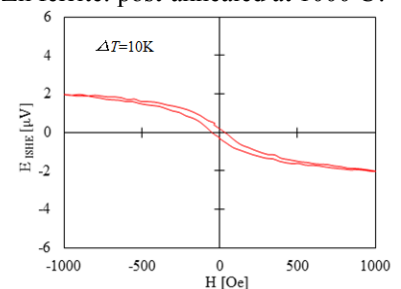


Fig.3 Magnetic field  $H$  dependence of the electromotive force  $E_{ISHE}$  in Ni-Zn ferrite thin films on the polyimide film substrate.

## 強磁性共鳴による磁性体加熱効果と熱スピン注入

山野井一人<sup>A</sup>, 横谷有紀<sup>A</sup>, 植松銀河<sup>A</sup>, 家形諭<sup>B</sup>, 木村崇<sup>A,C</sup>  
(九大物理<sup>A</sup>, 福工大<sup>B</sup>, スピン物性セ<sup>C</sup>)

Heating effect and thermal spin injection by the ferromagnetic resonance

K. Yamanoi<sup>A</sup>, Y. Yokotani<sup>A</sup>, G. Uematsu<sup>A</sup>, S. Yakata<sup>B</sup>, T. Kimura<sup>A,C</sup>

(<sup>A</sup>Dept. of Physics, Kyushu Univ., <sup>B</sup>FIT, <sup>C</sup>Research Center for Quantum Nano-spin Sciences.)

### はじめに

強磁性体/非磁性体界面に熱勾配が存在すると、熱スピン注入を介して、スピン流が生成できる<sup>(1)</sup>。上記の現象は、電気の代わりに熱を利用したスピン流生成手法であり、新たなスピンドバイスの創生が期待される。一方で、強磁性薄膜においては、磁化のダイナミクス時のダンピングにより発熱が生じることが知られている<sup>(2)</sup>。特に、強磁性共鳴(FMR)時の同現象は、FMRヒーティング効果と呼ばれている。この手法を用いるとFMRを励起することで、強磁性体のみを局所的に加熱可能なため、強磁性体/非磁性体構造において高い熱勾配が生成され、高効率な熱スピン注入が期待される。FMRは、マイクロ波などを用いてワイヤレスで励起可能であり、更に、FMR周波数は、物質や形状などで制御できるため、マイクロ波・熱・スピンの融合による新奇デバイスの創出が期待できる。今回我々は、FMR時の強磁性体の温度上昇を簡便、且つ定量的に評価する手法を開発したので報告する。

### 実験方法

試料は、導波路的な役割を持つCu細線とその直下に埋め込まれた強磁性細線からなる。この試料に、高周波を重畳した電流を流し、直流抵抗の磁場依存性を測定し、更に、直流抵抗の温度依存性と比較することで、共鳴時の温度上昇を定量的に評価した。

### 実験結果

Fig. 1に、強磁性細線としてCoFeAlを採用した際のCu細線抵抗の磁場依存性を示す。ここで、重畳された高周波電流の周波数は16 GHzである。FMR時にCu細線の直流抵抗が上昇しているのが確認され、更に、この抵抗変化 $\Delta R_{Cu}$ は、照射するマイクロ波強度の増大と共に大きくなることを確認した。この抵抗変化と直流抵抗の温度依存性を比較することで、マイクロ波印加時の温度変化 $\Delta T$ を定量的に算出した。Fig. 2に示すように、高強度なマイクロ波照射時においては、系の温度が10度近く上昇することが確認できる。他の強磁性体に関しても同様の加熱効果が観測されたが、物質間では顕著な違いは観測されなかった。

更に、上記実験に加えて、本技術を熱スピン注入技術へと高度化し、逆スピンホール効果を用いて熱スピン注入効率を評価したところ、室温にて約0.1 (V/m)程度の電界を生成できることが分かった。

### 参考文献

- 1) S. Hu, H. Itoh and T. Kimura. NPG Asia Mater. **6**, e 127 (2014)
- 2) F. L. Bakker, J. Flipse, A. Siachter, D. Wagenaar, and b. J. van Wees. Phys. Rev. Lett. **108**, 167602 (2012)

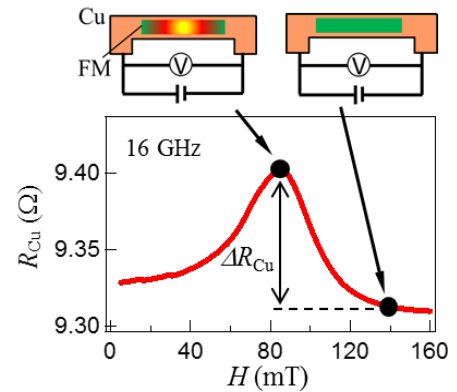


Fig.1 高周波磁界印加時のCu細線抵抗の磁場依存性。

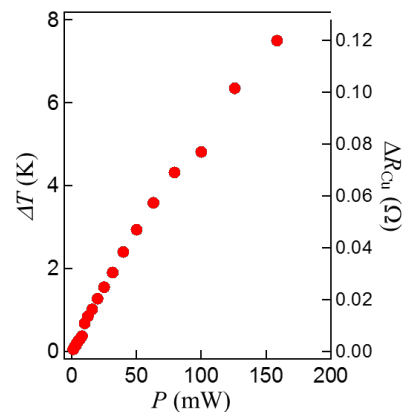


Fig.2 FMRによる温度変化の入力マイクロ波強度依存性。

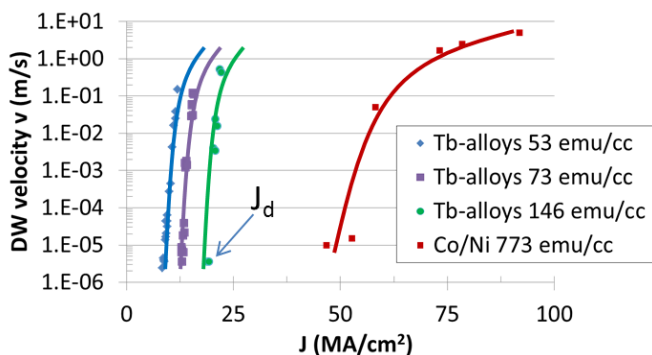
## Current induced domain wall motion in TbFeCo alloys with various magnetizations

M. Quinsat, S. Nakamura, T. Shimada, Y. Ootera, H. Morise and T. Kondo  
Corporate R&D Center, Toshiba Corporation, Kawasaki 212-8582, Japan.

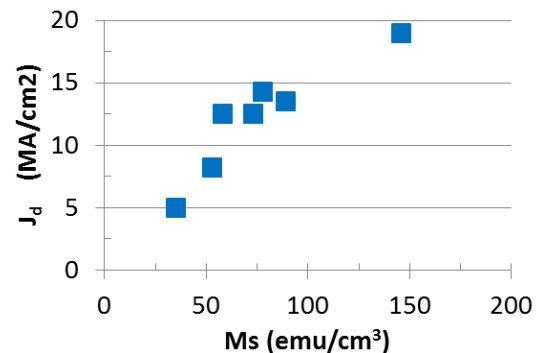
Reducing the threshold current  $J_{th}$  of domain wall (DW) motion induced by spin transfer torque in perpendicularly magnetized nanowires is of technological importance, especially when only small current sources are available to drive the DW devices. In Co/Ni multilayers in which  $J_{th} \sim 40 \text{ MA/cm}^2$ , it has been shown that  $J_{th}$  is determined solely by the intrinsic energy difference between Neel and Bloch DW configurations [1]. By using materials having lower magnetization ( $M_s$ ) than Co/Ni multilayers, e.g. amorphous TbFeCo ferrimagnetic alloy, smaller energy difference is expected [2]. In Tb alloys,  $J_{th}$  of  $5 \text{ MA/cm}^2$  has been reported [3], while the influence of extrinsic DW pinning [4] has been shown [5].

In this report, we discuss the role of  $M_s$  on  $J_{th}$  in wires made of amorphous Tb alloys of various compositions, in which  $M_s$  range between 35 and  $150 \text{ emu/cm}^3$ . To avoid etching damages to the magnetic materials, we directly deposited 9 nm thick Tb alloys wires on  $2 \mu\text{m}$  wide Alumina bridges; we expect the properties of wire's films unaltered from the ones of plain films. We then measured DW velocities  $v$ - $J$  (Fig.1), from which we extracted the current corresponding to the onset of DW motion by current  $J$  (Fig.2).

With the same fabrication method for the Co/Ni and Tb alloys wires, we obtained current values similar to literature (Fig.1). In Tb alloy wires, we obtained decrease of  $J_{th}$  when decreasing the  $M_s$  (Fig.2). Independent measurements of the DW pinning-strength  $a_H$  from  $v$ - $H$  dependence, suggest that decrease of  $a_H$  may also contribute the observed reduction of  $J_{th}$ .



**Fig.1:** DW velocity vs. applied current  $J$  for Tb-alloys and Co/Ni multilayers wires (trend lines to guide the eye only).



**Fig.2:** Onset current  $J_d$  obtained from  $v$ - $J$  characteristics vs.  $M_s$  in Tb alloys.

### Reference

- 1) T. Koyama, D. Chiba, K. Ueda, K. Kondou, H. Tanigawa, S. Fukami, T. Suzuki, N. Ohshima, N. Ishiwata, Y. Nakatani, K. Kobayashi, and T. Ono, Nature Materials 10, 194 (2011).
- 2) G. Tatara and H. Kohno, PRL 92, 086601 (2004).
- 3) D.-T. Ngo, K. Ikeda, and H. Awano. Appl. Phys. Express, 4, 093002 (2011).
- 4) S.-W. Jung, W. Kim, T.-D. Lee, K.-J. Lee, and H.-W. Lee., APL 92, 202508 (2008).
- 5) S. Li, H. Nakamura, T. Kanazawa, X. Liu, and A. Morisako. IEEE Trans. on Mag. 46, 6 (2010)

## Co/Ni 細線における電流誘起磁壁移動実験

田浦皓士, 田中輝光, 松山公秀  
(九州大学)

Measurement of current-induced domain wall shift in Co/Ni wire

K. Taura, T. Tanaka and K. Matsuyama  
(Kyushu Univ.)

### はじめに

垂直磁気異方性を有する Co/Ni 細線における電流誘起磁壁移動はレーストラックメモリ<sup>1)</sup>などへの応用が期待され、近年、盛んに研究されている。本研究では、細線の一部に軟磁性薄膜と Co/Ni 人工格子膜とを交換結合させた ECC 構造部を設けて、これを簡易的な磁壁導入方法として利用し、Co/Ni 細線の電流誘起磁壁移動実験を行った。

### 実験方法

ガラス基板上に Ti/Au を下地層として Co/Ni 人工格子膜(Glass sub./Ti(5 Å)/Au(750 Å)/[Co(2 Å)/Ni(8 Å)]<sub>8</sub>)を形成した。Co/Ni 上部に Co(20 Å)を成膜することで交換結合(ECC)部を作製した。電極および導体線部には Ti(5 Å)/Au(1000 Å)を蒸着法により形成し、リフトオフ法によりパターンを形成した (Fig. 1)。細線部の線幅は 20 μm である。膜厚方向外部磁界により ECC 部の磁化を局所的に反転させることで、細線部と ECC 部との境界近傍に磁壁を設定した。細線部にレーザーを照射し、極 Kerr 効果を利用して磁壁の移動を確認した。測定に用いたレーザーの有効半径は 5 μm である。

### 実験結果

Kerr 出力の変化は磁化の方向の変化によって生じるが、本研究のように磁場を印加し、さらに電流を流すような場合には磁気余効による磁化反転を考慮する必要がある。そこで磁壁移動による Kerr 出力の変化を検出するために、電流の向きを変えて Kerr 出力を測定し、その差分をとることで、スピン移行トルクによる磁壁移動を評価した。Fig. 2 に Kerr 出力の差分と印加電流との関係を示す。印加磁界 -795 Oe の場合、電流値が 21 mA 以下の場合には Kerr 出力に差が生じていないことから磁壁の移動は生じていないと考えられる。一方、電流値 21 mA で大きな差分出力が得られていることから、電流方向に依存した電流閾値で磁壁の移動が生じたと推測される。本研究では Co/Ni 細線の下部に下地層として Au を用いているため、電流の大部分は下地の Au 層を流れていると考えられるが、電気抵抗率と膜厚から単純計算すると電流密度  $5.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$  の電流が Co/Ni 部分に流れていると推測される。これは報告例のあるディピニング電流値よりもかなり小さな値であり、印加磁界によりディピニングがアシストされた結果であると推測される。また、さらに大きな電流の場合には、電流印加によるジュール熱に起因する磁気余効の影響が大きくなるため、磁壁移動による差分出力が小さくなったと考えられる。印加磁界が -740 Oe の場合には磁界によるディピニングのアシスト効果が小さくなるため磁壁が移動する電流閾値が 30 mA に増加している。逆に印加磁界が 690 Oe の場合には差分出力が観測されていないことから、逆磁区が形成できていない又は電流閾値が測定範囲外の大きな値になっていると推測される。

### 参考文献

- 1) S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Science 320,190 (2008).

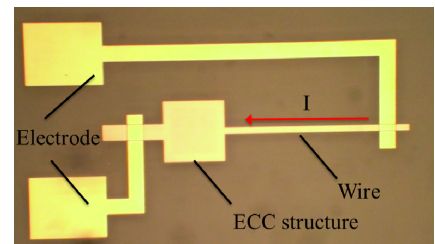


Fig.1 Experimental setup of current-induced domain wall shift in Co/Ni wire.

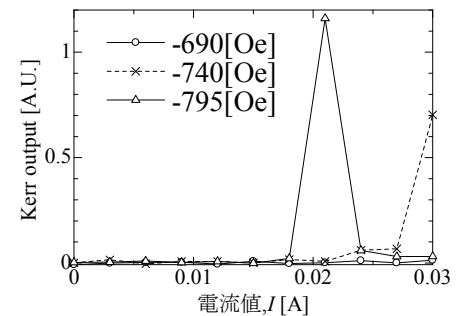


Fig.2 Differential voltage for Kerr output measured at -690, -740 and -795 Oe of reverse field.



# 垂直磁気異方性を持つ磁性細線に生成した

## バブル磁区の電流下での挙動

田中雅章, 住友翔, 足立紀子, 金沢大樹, 本多周太\*, 壬生攻, 栗野博之\*\*  
(名古屋工業大学, \*関西大学, \*\*豊田工業大学)

Current-induced dynamics for magnetic bubble domains in perpendicularly magnetized wires

M. A. Tanaka, S. Sumitomo, N. Adachi, H. Kanazawa, S. Honda\*, K. Mibu, H. Awano\*\*  
(Nagoya Institute of Technology, \*Kansai University, \*\*Toyota Technological Institute)

### はじめに

垂直磁気異方性を有する強磁性細線中の磁区や磁壁は、伝導電子によるスピントランスファートルクによりその位置を移動させることができ、スピントロニクスデバイスへの応用が試みられている[1]。我々はフェリ磁性体の希土類(RE)–遷移金属(TM)合金 TbFeCo 細線上に生成したバブル磁区の電流印加による形状の変化が、TbFeCo 細線の飽和磁化の大きさに強く依存することを見出した[2]。強磁性細線に非磁性金属が隣接する場合、電流印加時の磁壁の振る舞いは伝導電子によるスピントルクだけでなく、様々な方向のトルクを受ける。この原因は非磁性金属側からのスピホール効果の影響やラッシュバ効果などが関係していると考えられている。本研究では TbFeCo の組成を調整して、飽和磁化及び磁化を支配する元素を変えた場合のバブル磁区の挙動を調べた。

### 実験方法

酸化膜付き Si 基板上に電子線描画装置を用いたリフトオフ法とスパッタリング法を用いて、線幅数十 $\mu\text{m}$  の TbFeCo/Pt 構造または TbFeCo/Ta 構造の細線を作製した。TbFeCo は、その組成を変えることで、飽和磁化を変えた。また Tb の磁化が dominant な RE dominant 試料と Fe, Co の磁化が dominant な TM dominant 試料を用意した。細線全体の磁化を上向きに飽和させた後、下向き磁場中で細線の中心をレーザーで加熱して細線上にバブル磁区を生成した。細線に直流電流を流し、バブル磁区の様子をカー光学顕微鏡で観察した。

### 実験結果

図 1(a)に Pt/TbFeCo/Pt 構造の TM dominant 試料に磁化方向下向きのバブル磁区を生成し、面直方向に 100 Oe の磁場を印加しながら  $5.7 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  のパルス電流を 10 回印加した結果を示す。初期位置からバブル磁区が中心軸に対して左に傾きながら変形していることがわかる。また、バブル磁区の磁化方向を上向きにすると右に傾きながら変形することが確認できた。一方、図 1(b)に RE dominant 試料を用いると TM dominant 試料と変形方向が左右反対になることもわかった。これらの結果は、スピントルクのスピントランスファートルクだけでは説明できず、スピホール効果などが影響していると考えられる。

### 参考文献

- 1) D. Chiba *et al.*, Appl. Phys. Express, **3**, 073004 (2010).
- 2) M. A. Tanaka *et al.*, Appl. Phys. Express, **8**, 073002 (2015).

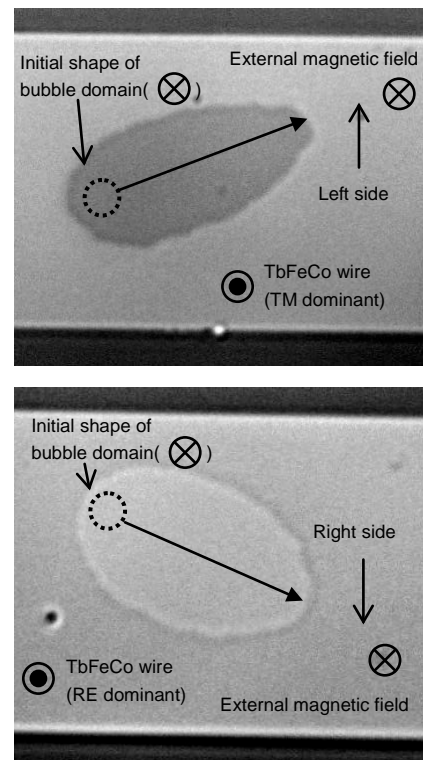


Fig. 1 Kerr images of current-induced dynamics of bubble domains in TbFeCo wires; (a) TM dominant. (b) RE dominant.

## 電流誘起有効磁場測定における熱の影響

河口真志、森山貴広、水野隼翔、山田貴大、柿塚悠、小山知弘\*、千葉大地\*、小野輝男  
(京都大、\*東京大)

Thermal artifacts in the current induced effective fields measurement.

M. Kawaguchi, T. Moriyama, H. Mizuno, K. Yamada, H. Kakizakai, T. Koyama\*, D. Chiba\*, T. Ono  
(Kyoto Univ., \*Univ. of Tokyo)

### はじめに

近年、強磁性金属多層膜を舞台として電流に誘起される有効な磁場が精力的に研究されている。この有効磁場は、磁化の動力学の観点からはスピンオービットトルクとも呼ばれ、スピン軌道相互作用を起源としていると考えられている。その大きさはアンペールの法則に従って電流によって誘起される古典的なエルステッド磁場に比べて一桁以上の値が報告されている<sup>1)</sup>。これらを利用して省電力な磁化操作が期待できるため基礎・応用両面で注目を集めている。

この有効磁場を研究するにあたって、様々な測定方法が開発されてきた。その中で最も簡潔で広く行われているものが、電圧を検出する方法である。これらの方法では、磁化の変化が引き起こす抵抗変化を通して間接的に有効磁場の大きさを決定する。しかしながら、直接測定しているものは電圧であるため、有効磁場によるものではない電圧の寄与を捨ってしまう可能性がある。その中で最も注意すべきものは熱起電力による寄与である。有効磁場は電流によって誘起されるため、その測定を行う際に電流を流す必要があり、発熱によって温度勾配が生じる。強磁性体中において温度勾配が存在することで、異常ネルンスト効果による起電力が生じる。この異常ネルンスト効果による起電力は磁化と温度勾配に依存するため、有効磁場による電圧変化と同じような外部磁場・電流依存性を持つ可能性があり、注意深く分離する必要がある。今回、我々は異常ネルンスト効果による起電力の寄与を分離する方法を考案し、測定を行った。本講演ではその結果を報告する。

### 実験方法

スパッタで製膜されたFeを強磁性層とする金属多層膜を30 μm幅の細線に加工し、電流を流しながら細線幅方向の電圧を測定した。このとき、外部磁場を面内に印加して磁化を面内に飽和させ、外部磁場の方向を回転させて角度依存性を調査した。この測定を異なる電流方向についてそれぞれ行った。得られた電圧から横抵抗を算出し、電流方向の異なる二つのデータの差分をとった。その結果について考察を行い、データをフィッティングすることによって有効磁場の大きさを決定するとともに、フィッティングパラメータの外部磁場強度に対する依存性から有効磁場によるものではない電圧の寄与を決定した。

### 実験結果

MgO(2.2 nm)/Fe(*X* nm)/Pt(1.7 nm)/Ta(2.2 nm)/GaAs sub.における、異常ネルンスト効果によるものと考えられる起電力と、有効磁場による起電力の比を図1に示す。ここで、符号が負であることは、異常ネルンスト効果を考慮しない場合には有効磁場の大きさが過小評価されることを示している。実験の結果、異常ネルンスト効果による寄与は場合によっては有効磁場の大きさの数十%程度に達することがわかった(図1)。この結果は、電流誘起有効磁場の測定において熱による影響を注意深く取り除く必要があることを示している。

### 参考文献

- 1) M. Kawaguchi *et al.*, *Appl. Phys. Express*, **6**, 113002 (2013).

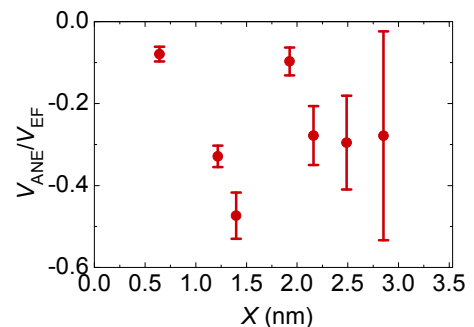


図 1. 様々な試料における異常ネルンスト効果による電圧。外部磁場強度が100 mTの場合における  $V_{ANE}$  と有効磁場による電圧  $V_{EF}$  の比。

## Pt/Fe 超薄膜における $g$ 因子のスピントルク依存性

水野隼翔、森山貴広、河口真志、永田真己、田中健勝、小山知弘\*、千葉大地\*、小野輝男  
(京大化研、\*東大工)

Spin torque dependence of the  $g$ -factor in Pt/Fe ultrathin films

H. Mizuno, T. Moriyama, M. Kawaguchi, M. Nagata,  
K. Tanaka, T. Koyama\*, D. Chiba\*, and T. Ono  
(ICR, Kyoto Univ., \*The Univ. of Tokyo)

### はじめに

近年、磁気多層膜の界面における垂直磁気異方性は強い関心もたれ、垂直磁気異方性のメカニズムの解明を目指した研究がなされている。その起源として、界面における局在電子スピンの軌道磁気モーメントの異方性が提案されている[1]。そこで、我々はスピン偏極電流や電界が界面における軌道磁気モーメントの異方性に与える影響に注目し、研究を行っている。 $g$  因子は、磁化の歳差運動軸方向の軌道磁気モーメントを反映するため、軌道磁気モーメントの異方性の見積りに有用であるという報告[2]を踏まえ、今回、垂直磁気異方性を有する Pt/Fe 超薄膜の  $g$  因子がスピン偏極電流によって受ける影響に関して、強磁性共鳴測定を用いて調査を行った。

### 実験方法

スピン軌道相互作用の強い系である Pt(3 nm)/Fe( $x$  nm) ( $x=0.56-0.86$  nm) 傾斜膜を GaAs sub./Ta(5 nm) 上にスパッタ成膜後、図 1 のように素子加工した。高周波電流  $I_{rf}$  を注入し、外部磁場  $H_{ex}$  を図の方向に印加することで、Fe 層には磁気共鳴由来の直流電圧が発生する。周波数を固定した状態で外部磁場を掃引しながらこの直流電圧を検出することで、Fe 膜における強磁性共鳴を観測した。さらに、直流電流  $I_{dc}$  を加えることで、スピンホール効果により Pt 層から Fe 層へスピン偏極電流が注入される。今回、スピン偏極電流を注入した状態で、共鳴周波数の外部磁場依存性を測定した。

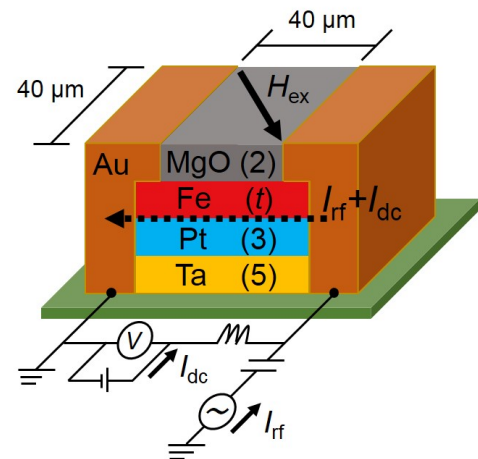


図 1. 測定の概略図

### 実験結果

直流電流と高周波電流を同時に印加した場合と、高周波電流のみの場合における、共鳴周波数  $f$  の外部磁場依存性をそれぞれ図 2 に示す。両者には共鳴磁場の違いが見られた。キツテル方程式によると、このシフトは  $g$  因子または有効磁場  $4\pi M_{eff}$ 、あるいはその 2 変数が同時に変化しているものと思われる。当日はこれらの変化について、スピントルクによる有効磁場や  $g$  因子の変化、ジュール熱による影響の観点から議論する。

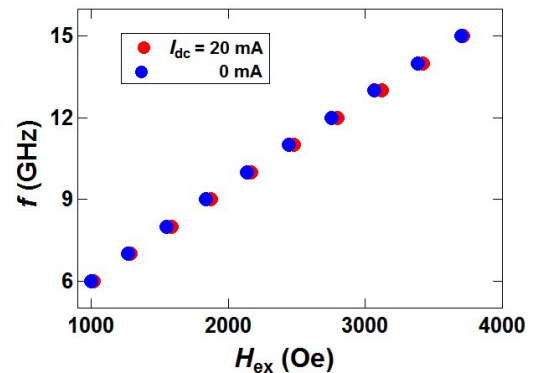


図 2. Fe = 0.86 nm 膜における周波数の共鳴磁場依存性

### 参考文献

- 1) P. Bruno, Phys. Rev. B **39**, 865 (1989).
- 2) Justin M. Shaw, *et al.*, Phys. Rev. B **87** 054416 (2013).

## 負の垂直磁気異方性を持つ発振層材料による MAMR ヘッド用

## スピントルクオシレータの発振周波数調整

村上 修一<sup>1</sup>、清水 真理子<sup>2</sup>、藤田 倫仁<sup>2</sup>、鴻井 克彦<sup>2</sup>、山田 健一郎<sup>1</sup>、竹尾 昭彦<sup>2</sup>  
 (<sup>1</sup>東芝研究開発センター、<sup>2</sup>東芝セミコンダクター&ストレージ社)

Frequency tuning in spin torque oscillator for MAMR  
 by using negative- $K_u$  material on field generation layer

S.Murakami<sup>1</sup>, M.Shimizu<sup>2</sup>, N.Fujita<sup>2</sup>, K.Koi<sup>2</sup>, K.Yamada<sup>1</sup>, A.Takeo<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Corporate R&D Center, <sup>2</sup>Semiconductor & Storage Products Company, Toshiba Corporation)

## はじめに

高周波アシスト記録(MAMR)ヘッドの高周波磁界源である垂直スピントルク発振子(STO)の周波数は、発振層(FGL)における有効磁界により決まるが、現在想定している記録磁極からのギャップ磁界は12kOe程度であり、そこでは30GHzを超えることが見込まれる。一方で、アシスト効果に最適な周波数は20から30GHzと見積もられており、周波数マッチングが課題となる。<sup>1)</sup>そこで、STOの発振周波数を低減する目的で、FGL材料に負の垂直磁気異方性( $H_k$ )を付与して、有効磁界を低減する方法を検討した。鉄とコバルトの人工格子構造は負の $H_k$ が報告されており<sup>2)</sup>、また高い飽和磁化( $B_s$ )を反映し十分な高周波磁界強度が見込める。本研究では、上記のFGL材料を用いることによって、発振周波数を低減させることに成功した結果について報告する。

## 実験方法

FGLとして、正の $H_k$ を付与した材料(FeCo系材料A:  $H_k = +2\text{kOe}$ ,  $B_s = 2.1\text{T}$ ,  $t = 12.6\text{ nm}$ )と負の $H_k$ を付与した材料(材料B:  $[\text{Fe}_{0.4}/\text{Co}_{0.4}] \times 17$ 人工格子,  $H_k = -2\text{kOe}$ ,  $B_s = 2.2\text{T}$ )との2種類について、それぞれSTOを作製した。STO構成は、 $[\text{Co}/\text{Ni}]$ 人工格子スピン注入層(SIL)/Cu中間層/FGLとし、素子サイズは40から45nm角に加工した。作製した素子の発振スペクトルを膜面垂直方向の磁場下にて測定した。

## 実験結果

Fig.1にR-Hカーブを示す。高磁界での飽和特性は、それぞれの $H_k$ を反映した結果となった。材料Aでは、5kOe以上で磁化平行状態が達成されているが、材料Bでは、10kOeまで印可しても平行に到達していない。Fig.2にFGL材料A、Bにおける周波数の外部磁界依存性を示す。両材料とも発振周波数は外場に対し、ほぼ線形に増加を示している。負の $H_k$ を持つ材料Bでは、材料Aと比較し、同一の外部磁界において約6GHz低い周波数が観測された。この結果はFGL材料Bが持つ負の $H_k$ によって、FGL内の有効磁界が低減したためと考えられる。得られたBの材料の外部磁界依存性より、12kOe近傍における発振周波数を外挿して見積もると24GHz、となる。材料Aに比較し負の $H_k$ を持つ材料を用いることで、発振の周波数をアシストに最適な領域へコントロールすることができた。

1)A.Takeo et al. Intemag 2014 Dresden, AD-02

2)Vas'ko et al. Appl.Phys.Lett **89**, 092502 (2006)

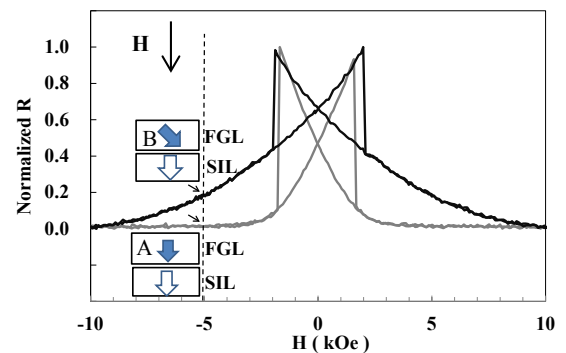


Fig.1 R-H curves for material A (Grey) and B (Black). The arrow shows schematic configuration of magnetization direction and external field.

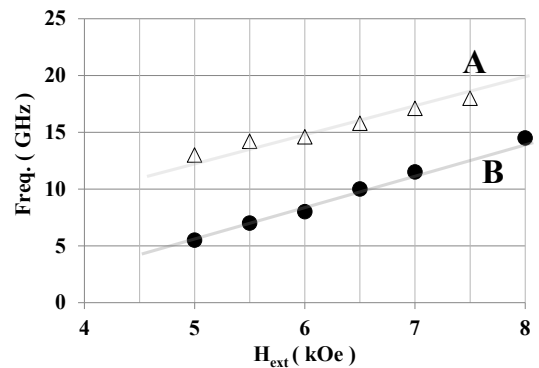


Fig.2 External field dependence of excitation frequency for material A and B. Evaluation voltage is -60mV for both materials.



## スピントルク発振器における自己同期現象

常木澄人<sup>1</sup>, E. Grimaldi<sup>2</sup>, R. Lebrun<sup>2</sup>, 久保田均<sup>1</sup>, 薬師寺啓<sup>1</sup>, 福島章雄<sup>1</sup>, V. Cros<sup>2</sup>, 湯浅新治<sup>1</sup><sup>1</sup>産業技術総合研究所 スピントロニクス研究センター<sup>2</sup>Unité Mixte de Physique CNRS/Thales and Université

Self-synchronization on spin torque oscillator

S. Tsunegi<sup>1</sup>, E. Grimaldi<sup>2</sup>, R. Lebrun<sup>2</sup>, H. Kubota<sup>1</sup>, K. Yakushiji<sup>1</sup>, A. Fukushima<sup>1</sup>, V. Cros<sup>2</sup>, and S. Yuasa<sup>1</sup><sup>1</sup>National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Spintronics Research Center<sup>2</sup>Unité Mixte de Physique CNRS/Thales and Université

## 背景と目的

スピントルク発振器(STO)では近年、高い出力と狭い線幅を得るために複数 STO を使ったアレイとその同期現象の理解が必要とされている。<sup>1)</sup>ここで重要な疑問は、同期される STO と注入される rf 電流間の遅延時間  $\Delta t$ , または位相差  $\Delta\phi$  が同期現象に対し、どのような役割を果たすかである。<sup>2)</sup>これはアレイ化に対する課題だけではなく、STO の非線形特性を利用したニューラルネットワーク<sup>3)</sup>の実現においても重要な課題であると考えられる。本研究では、delayed feedback 回路を利用することで、同期現象の位相差依存性を調査した。

## 実験方法

図 1 に delayed feedback 回路の模式図を示す。STO は vortex-STO<sup>4)</sup>を使用した。STO に直流電流 3.7 mA, 垂直磁場 3 kOe を印加し、STO から発生した rf 電流を固定端反射により STO に再注入した。STO の出力は方向性結合器を通して測定した。STO と rf 電流の位相差  $\Delta\phi$  は全線路の遅延時間  $\Delta t$  と STO の周波数  $f_{\text{STO}}$  を用いて  $\Delta\phi = 2\pi f_{\text{STO}} \Delta t + \pi$  と計算した。

## 結果と考察

図 2 に規格化出力  $p_0$  と FWHM の  $\Delta\phi$  依存性を示す。 $p_0$ , FWHM は  $\Delta\phi$  に対し、 $2\pi$  の周期で変化し、出力の極大値と FWHM の極小値を持つ  $\Delta\phi$  には  $\pi/2$  の位相差があり、自己同期現象が実現されたことがわかった。この結果は、遅延自己同期を考慮にいたした Thiele の式で理解でき<sup>2)</sup>, 同期現象において  $\Delta t$ ,  $\Delta\phi$  が重要になることを実験的に示したものである。

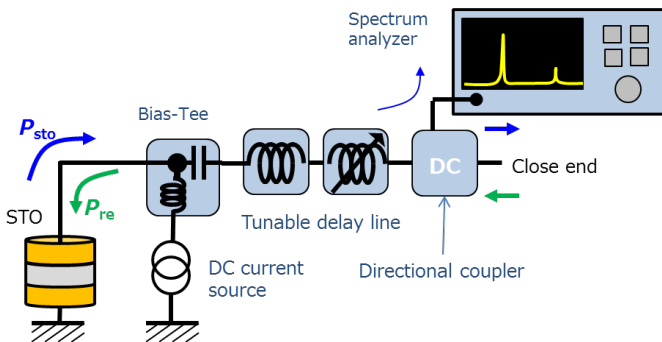
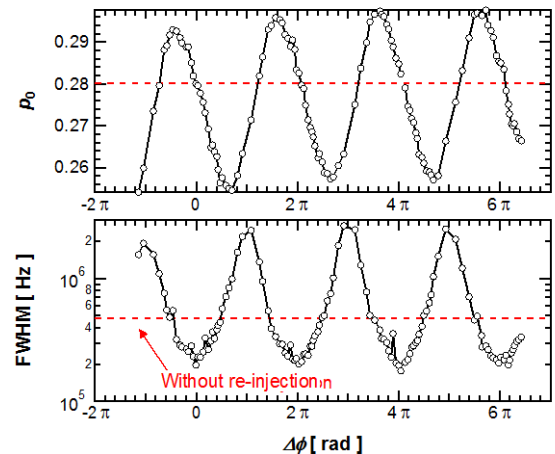


Fig.1 Schematic image of delayed feedback circuit

Fig.2  $\Delta\phi$  dependence of normalized power  $p_0$  and FWHM.

## 参考文献

- 1) B. Georges, J. Grollier, V. Cros, and A. Fert, Appl. Phys. Lett. 92, 232504 (2008)
- 2) G. Khalsa, M. D. Stiles, J. Grollier arXiv:1505.04102 [cond-mat.mes-hall]
- 3) G. Csaba, et. Al., 13th Int. Workshop Cellular Nanoscale Networks and Their Applications (CNNA), 2012, p. 1.
- 4) S. Tsunegi, H. Kubota, K. Yakushiji, M. Konoto, S. Tamaru, A. Fukushima et. al., APEX. 7, 063009 (2014).

# 負のスピントルク材料を有するスピントルク発振子の発振特性

清水真理子、鴻井克彦、\*村上修一、藤田倫仁、\*山田健一郎、竹尾昭彦  
 (株式会社東芝 セミコンダクター&ストレージ社、\*株式会社東芝 研究開発センター)

Oscillation properties for a spin torque oscillator with a negative polarity material as a SIL interface layer

M. Shimizu, K. Koi, \*S. Murakami, N. Fujita, \*K. Yamada, and A. Takeo

(Toshiba Semiconductor and Storage Products Company, \*Toshiba R&D center)

## はじめに

高周波アシスト記録技術 (MAMR) は、HDD の次世代記録ヘッド技術として注目されている<sup>1)</sup>。高周波磁界発生源として用いる垂直スピントルク発振子 (STO) の発振効率を向上させる構成として、スピントルク注入層 (SIL) を2層設ける dual SIL 構成<sup>2)</sup>が提案されている。記録ヘッドの強いギャップ磁界中で動作する STO では、Fig.1 のように発振層 (FGL) と SIL の磁化がギャップ磁界に平行状態となる磁化配列が安定となる。この磁化配列において、2つの SIL からのスピントルクを FGL に対して強め合う方向に作用させるために、一方のスピントルク注入層 (SIL2) の界面に FeCr などの負のスピントルク (P<0) 材料<sup>3)</sup>を適用する構成を検討している。本報告では FeCr のスピントルク注入効率を調べる目的で single SIL STO を作成し、FeCo を用いた場合との比較を行った結果を報告する。

## 実験方法

STO の膜構成は、Cu 電極/Ta/Pt(2 nm)/SIL /Cu(3 nm)/ FGL/キャップ層/Cu 電極とした。SIL は[Co/Pt]<sub>n</sub>人工格子と界面層の積層構造とし、界面層として FeCo (2 nm) と FeCr (4 nm) のそれぞれについて素子を作成した。FGL には飽和磁化 1.9 T の FeCo 系材料を膜厚 16 nm で用いた。素子はサイズ 50 nm 角に加工した。FGL から SIL へ向かう電流方向を J>0 とし、膜面垂直磁場中で出力と発振スペクトルを測定した。

## 実験結果

Fig.2 の挿入図に低電流バイアスを印加した際の R-H 特性を示す。ともに垂直 SIL の反転ヒステリシスが見られる。FeCr を用いた素子では、負の MR 比が実現できている。Fig.2 に垂直磁場 9 kOe 中の dV/dI 特性を示す。FeCr は、FeCo を用いた場合とは逆方向の J において、発振による抵抗変化が観測できている。FeCr の MR 比は FeCo の 1/3 程度であった。これは FeCr のスピントルク率が小さいためと考えられるが<sup>4)</sup>、一方で発振周波数 (Fig.3) は、同じ垂直磁場 9 kOe 中で、むしろ FeCr の方が低電流密度で同等の周波数に到達した。MR 比とスピントルク注入率が相関しておらず、これは、FeCr でのスピントルク蓄積がスピントルクに有利に働いているためと考えられる。

## 参考文献

- 1) K. Yamada et al., TMRC 2013, 2) L. Berger, J. Appl. Phys. 93, 7693 (2003)
- 3) M. AlHajDarwish et al., J. Appl. Phys. 95, 6771 (2004)
- 4) C. Vouille et al., Phys. Rev. B 60, 6710 (1999)

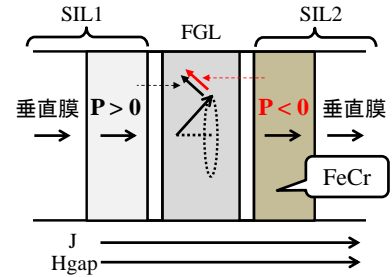


Fig.1 Schematic illustration of STO with dual SIL for MAMR.

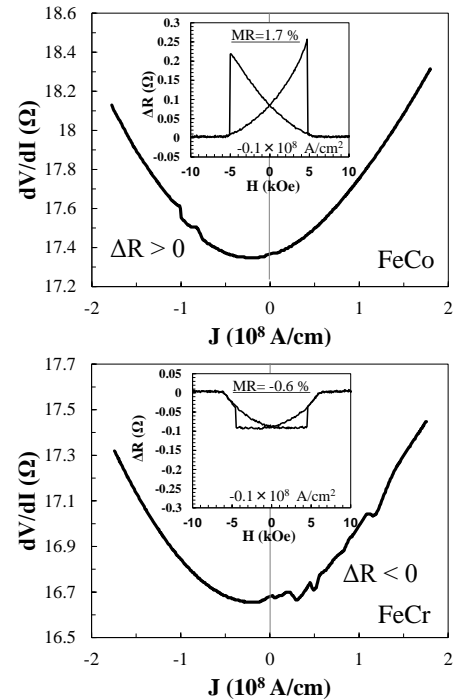


Fig.2 dV/dI vs. J. Inset: ΔR vs. H.

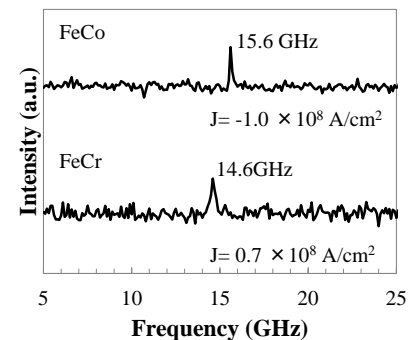


Fig.3 Oscillation spectrum.

## Co<sub>2</sub>(Fe, Mn)Siホイスラー合金を用いたボルテックス型スピントルク発振素子

山本 竜也<sup>1</sup>、関 剛斎<sup>1,2</sup>、高梨 弘毅<sup>1</sup>

1. 東北大金研、2. JSTさきがけ

Vortex Spin Torque Oscillator using a Co<sub>2</sub>(Fe, Mn)Si Heusler Alloy

T. Yamamoto<sup>1</sup>, T. Seki<sup>1,2</sup>, K. Takanashi<sup>1</sup>

1. IMR, Tohoku Univ., 2. JST-PRESTO

### 緒言

スピントルク発振素子(STO)は強磁性体/非磁性体/強磁性体から構成されるナノサイズの発振素子である。STOを実用化する上で現在課題となっているのが、発振出力の増大および発振の周波数純度の向上である。ホイスラー合金の一種であるCo<sub>2</sub>(Fe, Mn)Si (CFMS)は高いスピン分極率を有し、これらをSTOの強磁性電極として用いることはSTOの高出力化のための有効な手段である<sup>1,2</sup>。一方で、磁気ボルテックスの磁化ダイナミクスを用いたSTOにおいては、単一の素子においてもQ値4000の非常に高い周波数純度が報告されている<sup>3</sup>。そこで、本研究ではCFMSをベースとしてボルテックス型STOを作製することで高出力かつ高Q値を同時に実現することを目指した。

### 実験方法

Fig. 1に作製した素子の模式図を示す。各CFMS層は室温において成膜した後、L<sub>2</sub>I規則化を促進するため500 °Cで熱処理を行い、電子線リソグラフィ等を用いて素子構造へ微細加工を施した。本研究では、膜厚30 nmとした上部CFMS層を直径240 nmのディスク形状へと加工することで磁気ボルテックスの安定化を図った。作製した素子の発振特性評価のため、2端子の高周波プローブを用いて素子へ直流電流を印加し、スペクトラムアナライザーを用いて素子両端に生じた高周波電力を測定した。また、ロックインアンプを用いてMR曲線および直流電流に対する微分抵抗変化の測定を行った。

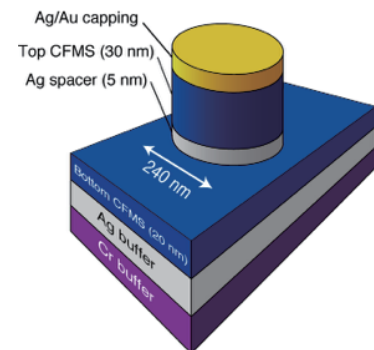


Fig. 1: Schematic illustration of the microfabricated STO. The thickness and the diameter of the top CFMS layer were chosen to stabilize a magnetic vortex.

### 実験結果

素子面内方向へ磁場を掃引して得られたMR曲線には、上部CFMS中における磁気ボルテックスコアの形成および消滅に起因した特徴的な磁気抵抗曲線が観察された。ボルテックスが存在する面内磁場の条件下においては、2 mA程度の直流電流を印加することで600 MHz近傍に発振ピークが観測された。電流を増加させてゆくに従い、発振周波数が高周波側へシフトするとともに発振が安定化し、発振線幅が200 kHz以下の周波数純度の高い発振が得られた。Fig. 2に面内磁場150 Oe、直流電流13 mAにおいて得られたパワースペクトルを示す。この条件下においては、発振線幅132 kHz、Q値4787の発振が得られた。さらに発振の条件を最適化することにより、10.3 nWの高出力かつ4000を超える高いQ値を得ることに成功した。本研究は、高いスピン分極率を有するホイスラー合金および磁気ボルテックスを用いることで、高出力かつ高Q値を示すSTOを実現出来ることを示唆している。

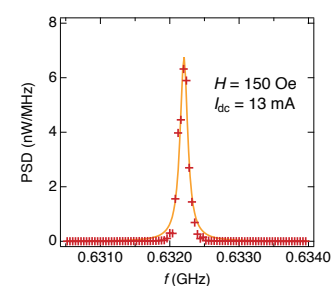


Fig. 2: Power spectrum measured at 150 Oe and 13 mA.

### 参考文献

- [1] T. Seki *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 092406 (2014).
- [2] T. Yamamoto *et al.*, Appl. Phys. Lett. **106**, 092406 (2015).
- [3] V. S. Pribiag *et al.*, Nat. Phys. **3**, 498 (2007).

# スピントルク発振素子を電圧制御発振器として用いたフェーズロック ドループの開発

田丸慎吾、久保田均、薬師寺啓、福島章雄、湯浅新治  
(産総研 スピントロニクス研究センター)

Development of phase locked loop using a spin torque oscillator as a voltage controlled oscillator

S. Tamaru, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, S. Yuasa  
(AIST, Spintronics Research Center)

## はじめに

スピントルク発振素子(Spin Torque Oscillator, STO)は、微小な磁性体積層膜に直流電流を注入する事により歳差運動を励起し、それを磁気抵抗効果によってマイクロ波帯域の電気信号に変換する。STOはそのサイズ(数10~数100 nm)、広い周波数調整帯域、半導体プロセスとの整合性など、従来のマイクロ波発振器には無い数々の利点があるため、次世代マイクロ波発生器として期待されている。しかしながら現状では発振が不安定で位相ノイズが大きいため、実用化には至っておらず、発振を安定化する技術が STO 実用化には必須となる。これまでは STO に高周波信号を注入し発振を同期させることにより安定化する、注入同期(Injection Locking, IL)という手法が主に研究されてきており、既にいくつもの成功例が報告されている[1,2]。だが IL では STO の発振周波数と同じかそれより高い周波数の信号が必要なため、実用上あまり価値があるとは言えない。一方周波数安定化の手法として実用上幅広く用いられる手法に、位相同期回路(Phase Locked Loop, PLL)がある。IL と比べた際の PLL の最大の利点は、PLL では 10 MHz – 100 MHz といったずっと低い基準周波数に電圧制御発振器(Voltage Controlled Oscillator, VCO)の位相を同期させる事である。この手法が STO に応用できれば、STO の実用化にとって大きな進展となるが、これまで成功例の報告はなかった。そこで我々は本研究において、STO を VCO として用いた PLL 回路を構築する事により、STO 発振の安定化を試みた。

## 実験方法及び結果

図1に STO を用いた PLL のブロック図を示す。STO は垂直磁化発振層と、面内磁化参照層を持つピラー型 STO である。これに平均で 7.344GHz 発振するようにバイアス磁場及びバイアス電圧をかける。このマイクロ波は、Bias-Tee の高周波パスを通り、2 個の低雑音増幅器(LNA1,2)によって増幅され、1/48 分周器で 153MHz に変換される。この信号は、153MHz の基準信号と位相比較され、その位相誤差に比例する信号( $V_{PES}$ )がループフィルタによって積分された後にバイアス電圧と足され、STO に帰還される。これにより、 $V_{PES}$  が常に最小になるように STO の発振周波数が動的に調節される。

図2にフリーラン時と位相同期時における STO 出力のスペクトルを示す。フリーラン時のスペクトルは約 4 MHz の線幅であるのに対し、位相同期時は、7.344GHz の所に極めて鋭いピークが観測され、その線幅は測定限界の 1 Hz 以下となった。これは PLL により STO の発振が安定化された事を明確に示す結果である。講演では、この PLL のより詳細な構成や、位相同期時における残留位相ノイズ源の調査結果などについて報告する。

## 参考文献

- [1] W. H. Rippard et al., PRL **95**, 067203 (2005)  
[2] B. Georges et al., PRL **101**, 017201 (2008).

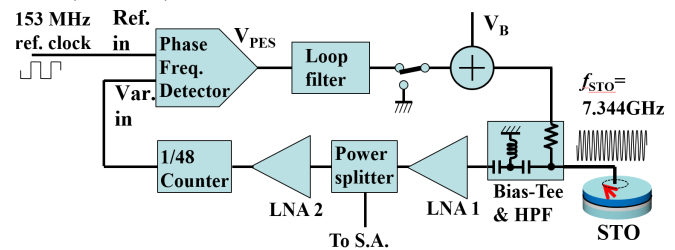


図1, STO を用いた PLL のブロック図

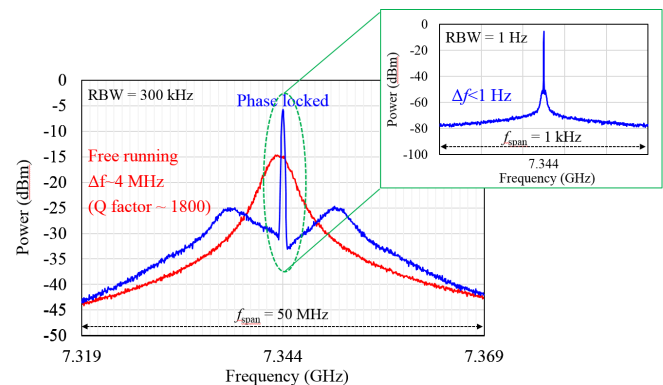


図2,フリーラン時と位相同期時の STO 発振スペクトル



# スピバルブ構造を利用したスピントランスファートルクの検出

高橋真央、能崎幸雄  
(慶大理工)

Detection of spin-transfer torque using spin-valve structures

M. Takahashi, Y. Nozaki  
(Keio Univ.)

## はじめに

スピン角運動量の流れであるスピン流は、電荷の流れを伴わずジュール熱が発生しないので、省エネルギーなデバイス実現が期待される。スピン流の生成方法には、ノンローカル手法やスピンホール効果、スピンポンピングなどが報告されている。特にスピンポンピングは効率よくスピン流を生成できるため、注目を集めている。今回、われわれはスピバルブ細線の巨大磁気抵抗効果を測定することにより、磁化反転磁場の変化を介してスピンポンピング由来のスピン流検出を試みた。

## 実験方法

試料は Si 基板上に、超高真空蒸着法、スパッタ、レーザー描画装置を用いて作製した。スピバルブ細線の形状は幅  $1\ \mu\text{m}$ 、長さ  $100\ \mu\text{m}$ 、厚さ  $120\ \text{nm}$ (NiFe10 nm/Cu10 nm/NiFe100 nm)とした。このスピバルブ細線の抵抗を直流 4 端子法により測定し、得られた巨大磁気抵抗効果より各磁性層の反転磁場を見積もった。スピンポンピング由来のスピン流によるスピントランスファートルクを検出するため、細線の下に作製したコプレーナストリップ線路を用いて交流磁場を印加した場合と印加しない場合において、反転磁場の周波数依存性を調べた。また、細線の強磁性共鳴スペクトルは、ベクトルネットワークアナライザを用いて測定した。

## 実験結果

Fig.1 に 10 GHz の交流磁場を印加した場合(上)と印加しない場合(下)の巨大磁気抵抗効果の測定結果を示す。Fig.1 より、交流磁場なしの場合、 $-30\sim-60\ \text{Oe}$  の磁場領域で反平行磁化配置を実現している。形状磁気異方性を考慮すると、NiFe100 nm と NiFe10 nm の保磁力は、それぞれ  $60\ \text{Oe}$  と  $30\ \text{Oe}$  であると考えられる。また、NiFe10 nm の反転磁場  $-30\ \text{Oe}$  における細線の FMR スペクトルを測定したところ、NiFe100 nm の FMR 周波数が  $9.6\ \text{GHz}$  であることがわかった。

次に、交流磁場を印加しながら巨大磁気抵抗効果を測定し、NiFe10 nm の反転磁場の周波数依存性を調べた。Fig.2 は、NiFe10 nm の反転磁場の周波数依存性である。周波数が  $4\ \text{GHz}$  よりも高周波化するにつれて保磁力が単調減少し、 $10\ \text{GHz}$  で保磁力が最小となった後、保磁力が増加に転じた。このような共鳴的な保磁力減少は、マイクロ波アシスト磁化反転でよく見られる。しかし、NiFe10 nm の FMR 周波数は  $4\ \text{GHz}$  以下であり、マイクロ波アシスト効果では説明できない。一方、保磁力が最小となる周波数は、NiFe10 nm の反転磁場における NiFe100 nm の共鳴周波数とほぼ一致している。NiFe100 nm が共鳴すると、スピンポンピング効果により Cu 層にスピン蓄積が生じ、磁化と逆向きのスピン流が NiFe10 nm に注入される。したがって、Fig. 2 の保磁力低下は、スピンポンピング由来のスピン流によるスピントランスファートルクが原因と考えられる。

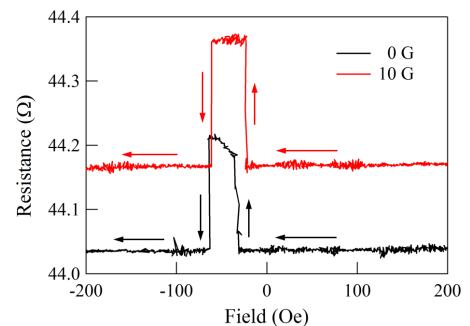


Fig.1 Giant magneto-resistive effect in spin-valve strip. Arrows show the direction of field sweep.

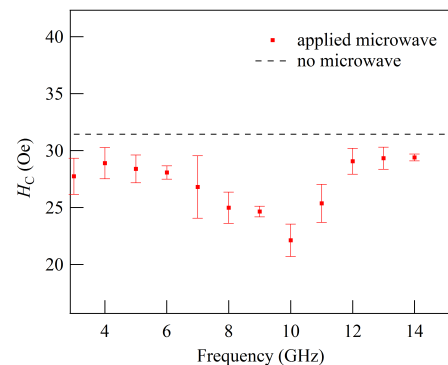


Fig.2 Frequency dependence of coercive fields.

# スピン流が人工反強磁性体に及ぼす影響の研究

田中健勝, 森山貴広, 永田真己, 水野隼翔, 関剛斎\*, 高梨弘毅\*,  
千葉貴裕\*, 高橋三郎\*, Gerrit E. W. Bauer\*\*\*\*, 小野輝男  
(京大化研, \*東北大金研, \*\*デルフト工科大カブリ・ナノ研)

## Spin current in synthetic antiferromagnet

K. Tanaka, T. Moriyama, M. Nagata, H. Mizuno, T. Seki\*, K. Takanashi\*,  
T. Chiba\*, S. Takahashi\*, Gerrit E. W. Bauer\*\*\* and T. Ono

(Institute for Chemical Research, Kyoto University, \*Institute for Materials Research, Tohoku University  
\*\*Kavli Institute of Nanoscience, Delft University of Technology)

### 1. はじめに

反強磁性材料は、高い共鳴周波数のために高周波スピントロニクス材料として期待されている。我々は、反強磁性磁化ダイナミクスをスピン流で制御すべく、反強磁性結合した磁化にスピン流が与える影響を研究している。我々はこれまでに、人工反強磁性体である  $\text{Fe}(2)/\text{Co}(1)/[\text{Cu}(1)/\text{Co}(1)]_{10}/\text{Pt}(4)$  多層膜(単位 nm) を用いてスピントルク強磁性共鳴による実験を行い、隣り合う磁性層の歳差運動の位相差がゼロの音響モードと位相差が  $\pi$  の光学モードの2つのモードの内、光学モードの共鳴周波数が直流電流の印加によって大きく変化することを報告した(図1) [1]。この共鳴周波数変化は、直流電流が Pt 層に流れることによってスピン流が人工反強磁性体に注入され、層間結合強度が変化することによって起ると考えた。この考えを検証するため、巨大磁気抵抗効果(GMR)曲線の直流電流依存性について調査した。

### 2. 実験方法および結果

一般的に、共鳴周波数は外部磁場や反磁場などの磁化に作用する有効的な磁場によって決まる。今回、直流電流によって層間結合強度  $J$  が変化したと仮定して行ったマイクロマグネティックシミュレーションによる計算結果を図2に示す。挿入図は、横軸を層間結合強度から飽和磁場(反平行の磁化を平行に揃えるために必要な磁場)に変換した図である。層間結合強度の変化によって図1のように共鳴周波数が変化する場合、層間結合強度の変化に伴って飽和磁場が 3000 Oe 以上変化する、という結果が得られた(図2)。

しかしながら、GMR 測定の結果、飽和磁場は直流電流量によってほとんど変化しなかった。これらの結果は、直流電流によって有効磁場が変化するのは磁化が歳差運動している時のみであるという可能性を示唆している。

### 参考文献

- 1) 田中他、日本物理学会 2014 年年次大会、28aAF-12

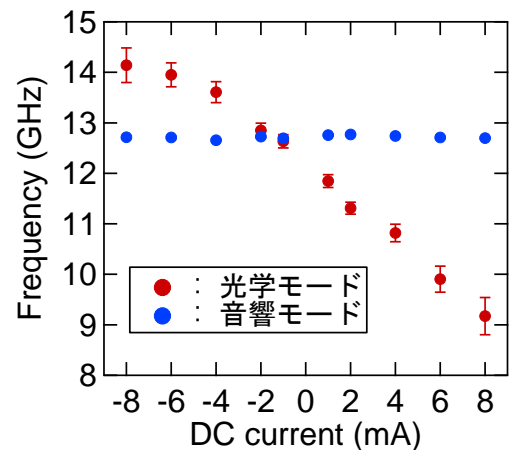


図1 音響モードと光学モードの共鳴周波数の直流電流依存性[1]。

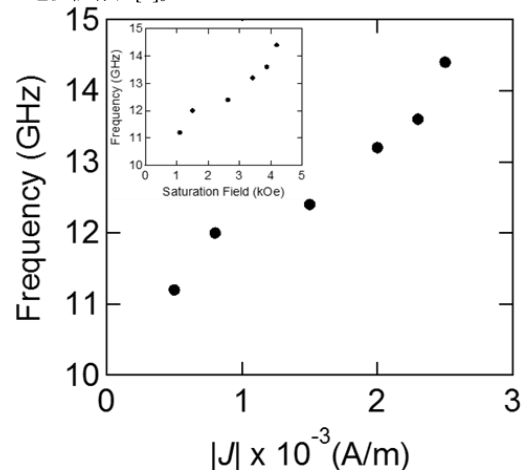


図2 光学モードの共鳴周波数の層間結合強度依存性。挿入図は横軸を層間結合強度から飽和磁場に変換した図。

## TbFe/GdFeCo 二層膜の Gilbert ダンピング定数の層構成依存性

東出智寛, 代兵, 大島大輝, 加藤剛志, 岩田聡, 綱島滋\*  
(名古屋大学, \*名古屋産業科学研究所)

Gilbert damping constant of TbFe/GdFeCo bilayers with various layer stacks

T. Higashide, B. Dai, D. Oshima, T. Kato, S. Iwata, S. Tsunashima\*  
(Nagoya Univ., \*Nagoya Industrial Science Research Institute)

### はじめに

スピン注入磁化反転は次世代の不揮発性メモリである MRAM の磁化反転手法として利用されている。スピン注入磁化反転は素子サイズの微少化に伴い、磁化の反転に必要な反転電流が減少するため高密度化に有効な手段であるが、10Gbit 級の MRAM 実現には更なる高効率磁化反転手法の開発が求められている。これまでに我々の研究グループは希土類-遷移金属である GdFeCo や GdFeCo/TbFe 二層膜をメモリー層とする垂直磁化型のスピン注入磁化反転素子を作成し、磁化反転臨界電流密度  $J_c$  および  $J_c$  と密接な関係のある二層膜のダンピング定数  $\alpha$  を調べてきた<sup>1,2,3</sup>。今回我々は様々な層構成の TbFe/GdFeCo 二層膜を作成し、そのダンピング定数  $\alpha$  を超短パルスレーザーを用いた pump-probe 法により評価した。

### 実験方法

超高真空マグネトロンスパッタリング装置により、熱酸化膜付き Si 基板上に substrate / Ta (5 nm) / CuAl (30 nm) / Ta (3 nm) / Tb<sub>16</sub>Fe<sub>84</sub> (x nm) / Gd<sub>21</sub>(FeCo)<sub>79</sub>(10-x nm) / Ta (2 nm) 及び二層膜の層順を入れ替えた substrate / Ta (5 nm) / CuAl (30 nm) / Ta (3 nm) / Gd<sub>21</sub>(FeCo)<sub>79</sub>(10-x nm) / Tb<sub>16</sub>Fe<sub>84</sub> (x nm) / Ta (2 nm) を成膜した。pump-probe 測定で S/N を向上させるため、この膜上に RF マグネトロンスパッタにより SiN (40 nm) を成膜した。試料の磁化ダイナミクスは、中心波長 1050nm, パルス幅 1 ps, 繰り返し周波数 100 kHz のファイバーレーザーを用いた pump-probe 法により測定した。測定時には膜面法線方向から 50 度傾けた方向に外部磁界を最大 12 kOe 印加した。

### 結果と考察

Fig. 1 は外部磁界 5 kOe を加えて、GdFeCo(10 nm) 単層膜及び GdFeCo(9 nm) / TbFe(1 nm) 二層膜、および層順の異なる TbFe(1 nm) / GdFeCo(9 nm) 二層膜の歳差運動を pump-probe 法により観察した結果を示している(黒丸)。磁化の歳差運動を減衰振動関数  $e^{-t/\tau} \sin \omega t$  によりフィッティング(実線)し、 $\omega$  と  $\tau$  の外部磁界依存性からダンピング定数  $\alpha$  を求めた。GdFeCo 単層膜の  $\alpha$  は 0.046 であったが、TbFe 層を 1 nm 挿入し GdFeCo(9 nm) / TbFe(1 nm) 二層膜とすることで  $\alpha = 0.315$  と大幅に増加した。過去に報告した GdFeCo(9 nm) / TbFe(1 nm) 二層膜をメモリー層とするスピン注入素子では、TbFe(1 nm) を挿入することによる  $J_c$  の増加は 2 倍程度であった。この結果は、ダンピング定数と  $J_c$  の間の関係が単純な比例関係ではないことを示している。層順を逆にした TbFe(1 nm) / GdFeCo(9 nm) 二層膜においては  $\alpha = 0.291$  となり、GdFeCo(9 nm) / TbFe(1 nm) 二層膜では GdFeCo 及び TbFe の層順がダンピング定数に与える影響は小さいという結果を得た。

### 参考文献

- 1) B. Dai et al., IEEE Transactions Magnetics, **49**, issue7, pp.4359-4362(2013)
- 2) B. Dai et al., The 37th Annual Conference on MAGNETICS in Japan(2013)
- 3) T. Higashide et al., IEEE International Magnetics Conference 2015, Beijing, China HP-07 (2015).

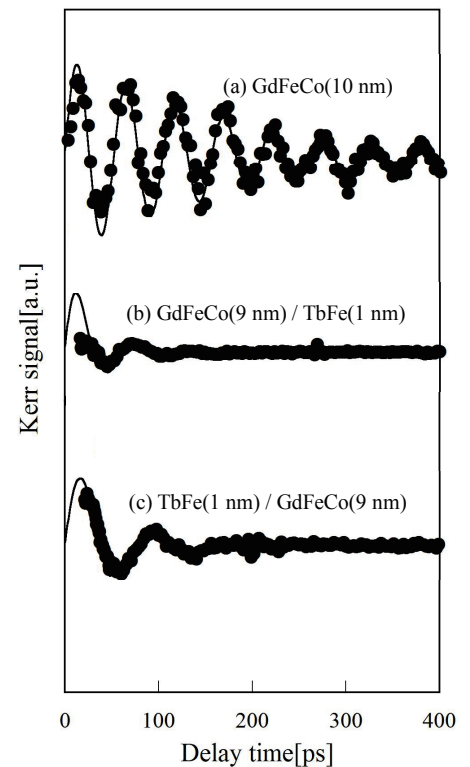


Fig1. TRMOKE waveforms of (a) GdFeCo(10 nm) single layer, (b) GdFeCo(9 nm) / TbFe(1 nm), and (c) TbFe(1 nm) / GdFeCo(9 nm) bilayer under an external field at  $H_{ext} = 5$  kOe.

## Ta/CoFeB/MgO 薄膜におけるレーザー励起磁化歳差ダイナミクス

○佐々木悠太<sup>1</sup>、飯浜賢志<sup>1</sup>、安藤康夫<sup>1</sup>、水上成美<sup>2</sup><sup>1</sup>東北大院工、<sup>2</sup>東北大 WPI-AIMR)

Laser-induced spin precessional dynamics in Ta/CoFeB/MgO thin film

Y. Sasaki<sup>1</sup>, S. Iihama<sup>1</sup>, Y. Ando<sup>1</sup>, and S. Mizukami<sup>2</sup><sup>1</sup>Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ., <sup>2</sup>WPI-AIMR, Tohoku Univ.

## はじめに

Ta/CoFeB/MgO 構造において、CoFeB の膜厚を薄くすると、界面磁気異方性によって垂直磁気異方性(PMA)を示す。我々はポンプ・プローブ法を用いた時間分解磁気光学カー効果(TRMOKE)により、Ta/CoFeB/MgO 薄膜の磁化ダイナミクスについて調査した。その結果、垂直磁化 CoFeB 薄膜が応用上重要な低いダンピング定数を示すことを報告したり。ところで、ポンプ・プローブ法はレーザーの加熱によって試料の磁気異方性を減少させ、磁化の歳差を誘起していると考えられている<sup>2)</sup>。レーザーを用いた加熱は、熱アシスト磁化反転への応用が期待されている。しかしながら、昇温に対する磁化ダイナミクスの報告は少ない。そこで、Ta/CoFeB/MgO 構造における磁化歳差ダイナミクスのレーザー強度依存性を調査した。

## 実験方法および結果

熱酸化膜付シリコン基板上に超高真空マグネトロンスパッタ法を用いて試料を作製した。薄膜構成は Ta(5.0) / CoFeB(1.0) / MgO(2.0) / Al(2.0) (膜厚単位 nm)である。中心波長 800 nm, パルス幅 150 fs の Ti-sapphire レーザーを用いて光学測定を行った。繰り返し周波数は 1 kHz であり、ポンプ光を 365 Hz に変調し、測定時のポンプ光強度  $F_p$  を 0.3-3.8 mJ/cm<sup>2</sup> の範囲で変化させた。ウォラストンプリズムを用いた差動方式でプローブ光のカー回転角  $\theta_k$  を測定した。測定時には外部磁場を 20 kOe 印加し、磁場と膜面垂直方向のなす角度を変化させた。特に、磁場角度を 0° とした場合、加熱による磁化の減少およびその時間変化が測定できる。磁化の二乗に磁気異方性エネルギーが比例すると仮定し、磁化の変化に伴う磁気異方性の変化を LLG 方程式の実効的な磁場に反映させ、磁化の大きさも含めて歳差シグナルの再現を試みた。

Fig. 1 に種々の  $F_p$  で測定した歳差シグナルを再現結果 (破線) と合わせて示す。ポンプ光が照射する直前(加熱前)のカー回転角  $\theta_{k0}$  で  $\theta_k$  を規格化した。実験結果を再現結果と比較すると、歳差振幅の  $F_p$  強度依存性をほぼ再現できているが、3.8 mJ/cm<sup>2</sup> における振幅の消失については再現ができていない。Fig. 2 に磁化歳差シグナルの磁場角度依存性を再現結果 (実線, 破線, 点線) と合わせて示す。 $F_p$  の増大に伴う磁場角度依存性の減少は、加熱による磁気異方性の減少に起因すると考えられる。以上の結果から、昇温に伴う磁化の減少により歳差周波数および歳差振幅が減少することが分かった。

本研究は、科研費新学術領域研究「ナノスピン変換科学」(No. 26103004)ならびに基盤研究 S (No. 24226001) の支援で行われた。

## 参考文献

- 1) S. Iihama, *et al.*, Phys. Rev. B 89, 174416 (2014)
- 2) M. van Kampen, *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **240** (2002) 291-293.

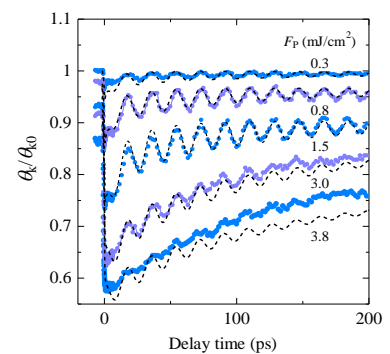


Fig. 1 TRMOKE results in Ta/CoFeB/MgO structure with various pump power (fluence). Solid lines show LLG calculation result.

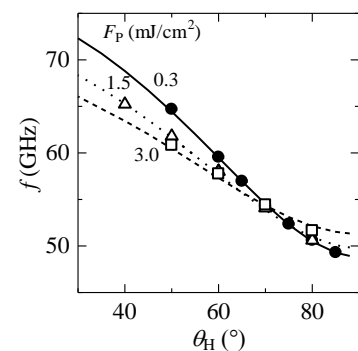


Fig. 2 Magnetic field angle dependence of precession frequency. Solid, dashed and dot line shows LLG calculation results.



# Gd / FeCo 超格子膜における磁化ダイナミクスと磁気異方性の相関

佐藤哲也<sup>1,2</sup>, 塚本新<sup>2</sup>, 吉川大貴<sup>3</sup>, 若林敬造<sup>1</sup>, 渡邊昭廣<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>日本大学生産工学部,<sup>2</sup>日本大学理工学部,<sup>3</sup>日本大学大学院理工学研究科)

Correlation between Magnetization Dynamics and Magnetic Anisotropy in Gd / FeCo Superlattice Film

Tetsuya Sato<sup>1,2</sup>, Arata Tsukamoto<sup>2</sup>, Hiroki Yoshikawa<sup>3</sup>, Keizo Wakabayashi<sup>1</sup>, Akihiro Watanabe<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>College of Industrial Technology, Nihon University, <sup>2</sup>College of Science and Technology, Nihon University, <sup>3</sup>Graduate School of Science and Technology, Nihon University)

## はじめに

近年、STT-RAM等の各種スピントロニクスデバイス実用化のため、磁化ダイナミクスの理解と制御手法確立への要求が増している。そのため、種々の磁性薄膜を対象に測定による探索と理論、双方のアプローチより起源の理解が進められているが、十分ではない。我々はこれまで、フェリ磁性 GdFeCo 合金薄膜において副格子間で角運動量補償現象が発現し、実効 Gilbert ダンピング定数 $\alpha_{\text{eff}}$ 及び歳差運動周波数 $f$ が磁化補償温度 $T_{\text{CM}}$ より 50 K 程度高温側で著しい増大傾向を示すことを報告している<sup>1), 2)</sup>。本報告では、副格子間の磁氣的結合が界面のみに制限される垂直磁化 Gd / FeCo 超格子薄膜を対象とし、GdFeCo 合金との磁化ダイナミクスの差異について、磁気異方性との相関に着目し検討を行った。

## 実験方法・結果

測定試料はマグネトロンスパッタ法にて作製した SiN (60 nm) / [Gd (0.5 nm) / Fe<sub>87.5</sub>Co<sub>12.5</sub> (0.5 nm)]<sub>20</sub> / SiN (5 nm) / Al<sub>90</sub>Ti<sub>10</sub> (10 nm) / glass sub.とした。中心波長 800 nm、パルス幅 90 fs (半値全幅) のレーザーを光源に用いたポンプ・プローブ法により磁化歳差運動を励起・測定した。測定温度は 80 K ~ 500 K とし、外部印加磁界  $H_{\text{ext}} = 278$  mT を膜面法線より 75° 傾けて印加した。Fig. 1 に、実効 Gilbert ダンピング定数 $\alpha_{\text{eff}}$ 及び歳差運動周波数 $f$ の温度依存性を示す。測定温度範囲において $\alpha_{\text{eff}}$ : 0.03 ~ 0.47、 $f$ : 9.4 ~ 31.5 GHz と、ともに大きな変化を示すが、最大となる温度域が  $T_{\text{CM}}$  近傍であり、 $T_{\text{CM}} + 50$  K 程度で急峻に増大した GdFeCo 合金とは傾向が異なる。このとき、正味磁化  $M_{\text{net}}$  と  $\alpha_{\text{eff}}$ 、 $f$  の相関係数はそれぞれ -0.947、-0.938 と、GdFeCo 合金と比べ強い相関を示した。

そこで、動特性の決定要因解明を目的に、SQUID-VSM にて測定した各温度の実効異方性磁界 (磁化困難軸方向の飽和磁界)  $H_k$  との相関を検討した (Fig. 2)。 $\alpha_{\text{eff}}$ 、 $f$  と  $H_k$  の相関係数はそれぞれ 0.986、0.990 と、ともに強い正の相関を示した。これは  $M_{\text{net}}$  及び一軸磁気異方性  $K_u$  それぞれとの相関より強く、Gd / FeCo 超格子薄膜の磁化動特性が  $M_{\text{net}}$  と  $K_u$  の双方と強く関係することを意味する。

## 謝辞

本研究の一部は、文部科学省私立大学戦略的研究基盤形成支援事業 (S1311020) の助成により行った。

## 参考文献

- 1) C. D. Stanciu, A. V. Kimel, F. Hansteen, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing: *Phys. Rev. B* **73**, 220402(R) (2006).
- 2) A. Tsukamoto, T. Sato, S. Toriumi, and A. Itoh: *J. Appl. Phys.* **109**, 07D302 (2011).

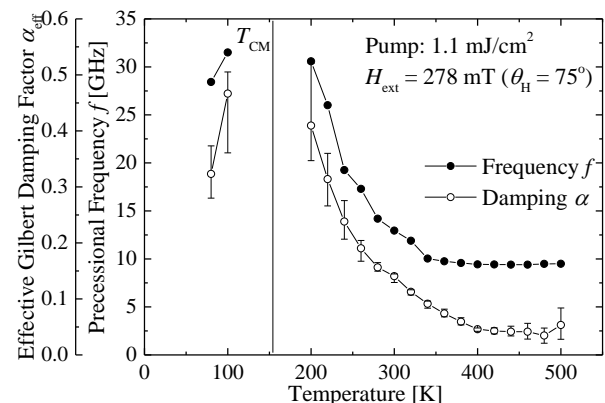


Fig. 1 Temperature dependence of effective Gilbert damping factor  $\alpha_{\text{eff}}$  and precessional frequency  $f$  in [Gd (0.5 nm) / Fe<sub>87.5</sub>Co<sub>12.5</sub> (0.5 nm)]<sub>20</sub> superlattice film.

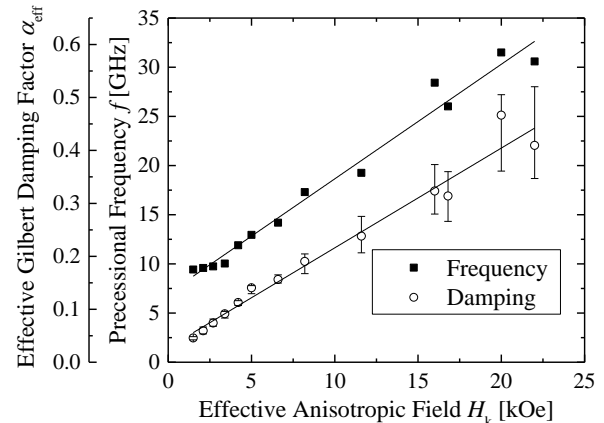


Fig. 2 Correlation between effective anisotropic field  $H_k$  and effective Gilbert damping factor  $\alpha_{\text{eff}}$  / precessional frequency  $f$  in [Gd (0.5 nm) / Fe<sub>87.5</sub>Co<sub>12.5</sub> (0.5 nm)]<sub>20</sub> superlattice film.

# スピン電流による backward volume wave の周波数シフト

佐藤奈々\*, 関口康爾\*\*,\*\*

(\* 慶大理工, \*\*JST さきがけ)

Current-induced frequency shift of backward volume wave

N. Sato\*, and K. Sekiguchi\*\*,\*\*

(\*Keio Univ., \*\*JST-PRESTO)

## 1. はじめに

近年、電流によるスピントランスファートルク (STT) を用いたスピン波の周波数や振幅の制御が注目されている<sup>1,2)</sup>。群速度と位相速度の方向が逆転する異常分散を持つ系における STT の効果を調べるために、magnetostatic backward volume wave (MSBVW) を励起し、周波数の電流密度依存性を測定した。

## 2. 実験方法

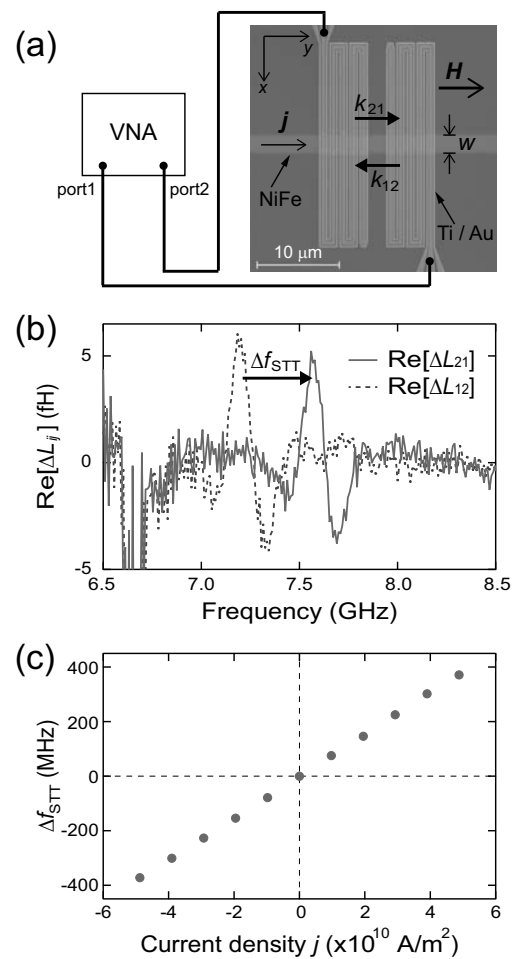
Figure 1(a) に試料の走査型電子顕微鏡像を示す。Si 基板の上に膜厚 190 nm、線幅  $w = 2.0 \mu\text{m}$  の  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  細線を電子線描画および Ar ミリングを用いて加工した。NiFe 細線に直流電流を印加するための端子と高周波印加用のアンテナを Ti (10 nm)/Au (100 nm) で作製した。高周波アンテナは fig. 1(a) に示すようなメアンダ型にし、励起されるスピン波の波数の分散  $\Delta k$  を小さくする設計とした。高周波アンテナにベクトルネットワークアナライザ (VNA) を接続し、y 方向に 1 kOe の外部磁場を印加して、MSBVW を励起した。NiFe 細線中に直流電流を印加し、VNA を用いて相互インダクタンスの周波数スペクトルを測定し、伝搬した MSBVW の共鳴周波数を調べた。

## 3. 実験結果および考察

Figure 1(b) に測定した周波数スペクトルの一例を示す。電流密度  $j = +5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  の場合の相互インダクタンス  $\Delta L_{21}$  および  $\Delta L_{12}$  の実部を示した。MSBVW の伝搬方向を  $k_{21}$  から  $k_{12}$  に逆転させると、共鳴周波数が  $f(k_{21}) = 7.56 \text{ GHz}$  から  $f(k_{12}) = 7.19 \text{ GHz}$  に変化した。STT による MSBVW の周波数のシフトを  $\Delta f_{\text{STT}} = f(k_{21}) - f(k_{12})$  と定義すると、電流密度に対する  $\Delta f_{\text{STT}}$  の変化は fig. 1(c) のようになり、周波数シフトが電流密度に比例していることが分かった。電流密度  $j = +5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  と  $j = -5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  の場合の周波数シフトを比較すると、800 MHz もの巨大な周波数シフトが得られた。

## 参考文献

- 1) V. Vlaminck and M. Bailleul, *Science* **322**, 410 (2008).
- 2) K. Sekiguchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 017203 (2012).



**Fig. 1** (a) Scanning electron microscope image of the sample. The spin waves having wavevector  $k_{21}$  ( $k_{12}$ ) propagate in  $+y$  ( $-y$ ) direction. (b) The spectra of the real part of the mutual inductance. (c) The current density dependence of the frequency shift  $\Delta f_{\text{STT}}$ .

## 磁気渦構造を応用した強磁性トンネル接合磁場センサ

遠藤基、大兼幹彦、永沼博、安藤康夫  
(東北大院工)

Magnetic tunnel junction sensor applying magnetic vortex state

M. Endo, M. Oogane, H. Naganuma and Y. Ando  
(Tohoku Univ.)

### はじめに

近年、強磁性トンネル接合 (Magnetic Tunnel Junction, MTJ) を応用した磁場センサが注目を集めている<sup>1)</sup>。他方、ディスク状の強磁性体は特定のアスペクト比 (厚さ/半径) の条件下で、磁化がディスクを中心として渦巻くような磁化構造をとることが知られている。これは磁気渦構造 (Magnetic Vortex State, MVS) と呼ばれており、磁化曲線の一部に線形な領域が現れる。MVS の様な非一様な磁化構造を用いることで、MTJ 形状の工夫によりセンサ特性の線形性や感度の向上が期待できる。本研究ではディスク径 100  $\mu\text{m}$  程度の MVS 層を有する MTJ 磁場センサの作製・評価を目的とした。

### 実験方法

成膜は超高真空マグネトロンスパッタ法を用いて行った。膜構成は Si/SiO<sub>2</sub>/Ta (5)/Ru (20)/Ta (5)/CoFeB (80)/MgO (2.0)/CoFeB (3)/Ru (0.85)/CoFe (5)/IrMn (10)/Ta (5)/Ru (8) (膜厚:nm) とした。MTJ はフォトリソグラフィプロセス及び Ar<sup>+</sup>ミリングによりディスク状に加工した。MTJ の直径はそれぞれ 10, 20, 30, 50, 70, 100  $\mu\text{m}$  とした。素子の特性評価は直流四端子法により行った。

### 実験結果

Fig. 1 にディスク状の MTJ の磁気抵抗曲線を示す。MTJ 飽和状態から磁場を減少させると、磁気渦コア生成による磁気抵抗曲線の変化が観測された。また、100  $\mu\text{m}$  以下のディスク径で MTJ はセンサ型の特性を有することがわかった。Fig. 2 に MTJ の直径とゼロ磁場近傍の MTJ 磁場センサ感度の関係を示す。膜厚を一定とした場合、センサの飽和磁場減少に伴って MTJ 磁場センサの感度は増加することが確認できた。この結果は、ディスク径が厚さに対して十分に大きい場合に MVS の初期帯磁率がディスク径に比例することと対応している。従って、MTJ の自由層において MVS が実現しており、その性能はディスク径に比例するといえる。

### 謝辞

本研究の一部は JST 研究成果展開事業「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」、及び東北大学国際高等研究教育院の支援により行われた。

### 参考文献

- 1) D. Kato *et al.*, Appl. Phys. Express **6**, 103004 (2013).

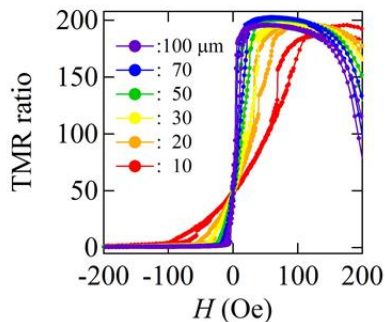


Fig. 1 Magnetoresistance curves of disk-shaped MTJ.

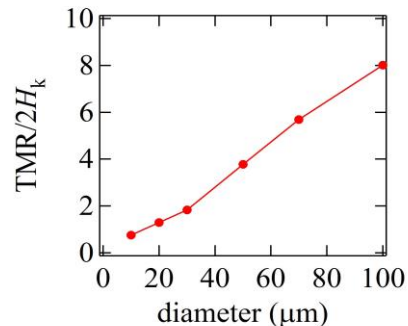


Fig. 2 Sensitivity of disk-shaped MTJ in the vicinity of zero field.

# ピン層からの漏れ磁場が磁気センサ型強磁性トンネル接合の リニアリティに与える影響

中野貴文, 佐野豊, 大兼幹彦, \*矢野敏史, \*青建一, 永沼博, 安藤康夫  
(東北大, \* (株) デンソー)

Influence of stray field from pinned layer on linearity in magnetic tunnel junctions for magnetic sensor

T. Nakano, Y. Sano, M. Oogane, \*T. Yano, \*K. Ao, H. Naganuma, and Y. Ando  
(Tohoku Univ., \*DENSO CORP.)

## はじめに

強磁性トンネル接合 (MTJ) の磁気センサ応用を目指した研究が盛んにおこなわれている。磁気センサに必要な磁場に対する線形な抵抗変化 (MR) を得る方法として、垂直磁化膜をセンシング層に利用することが挙げられる。我々は垂直磁化 CoFeB センシング層を有する MTJ における線形な MR カーブ, ならびに感度とリニアリティの関係性を報告した<sup>1)</sup>。これまで報告した MTJ におけるリニアリティは、単純な磁化回転モデルから予想される値と一致しておらず、その原因としてピン層端部からの漏れ磁場の影響が考えられる。本研究では、微細加工プロセスのイオンミリング深さを変化させ、リニアリティに対する影響を調査した。

## 実験方法

DC/RF マグネトロンスパッタにより、次の試料を作製した：Si substrate / Ta (5) / Ru (10) / Ir<sub>22</sub>Mn<sub>78</sub> (10) / Co<sub>75</sub>Fe<sub>25</sub> (2) / Ru (0.85) / Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> (3) / MgO (2) / Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> (1.4) / Ta (5) / Ru (8) (nm)。フォトリソグラフィ法により 80 × 40 μm<sup>2</sup> の素子に微細加工した。このとき、Ar イオンミリングのストップ位置を次の 3 通りに変化させた：(1) MgO バリア中、(2) CoFeB ピン層中、(3) Ru 下部電極中。ミリング深さの検出には、四重極質量分析計を内蔵するイオンミリングプローブを用いた。微細加工した素子は、真空中において面内磁場 1 T を印加しながら、300°C で 1 h 熱処理をおこなった。MR 測定には面内磁場下における直流 4 端子法を用いた。

## 実験結果

Fig.1 にミリング深さを変えた各 MTJ の代表的な MR カーブを示す。いずれの MTJ においてもゼロ磁場近傍で線形な MR カーブが得られた。一方、それぞれの MR カーブが極大値をとる磁場、すなわち積層フェリ (SyF) 構造中の反平行な磁化配列が崩れ始める spin-flop 磁場の大きさはミリング深さによって異なる。これはミリングにより SyF 構造中の強磁性層の体積が減少し、ゼーマンエネルギーの大きさが変化したためだと考えられる。得られた MR カーブからリニアリティ (±100 Oe の範囲で抵抗の実験値とその近似直線の差をフルスケールで規格化した値 [%FS]) を算出した。素子間のバラつきはあるが、MgO バリアでミリングを止めた MTJ が最も良いリニアリティを示した (0.48 %FS)。ミリング深さを最適化することにより、ピン層からの漏れ磁場を低減し、リニアリティを改善できることが明らかになった。

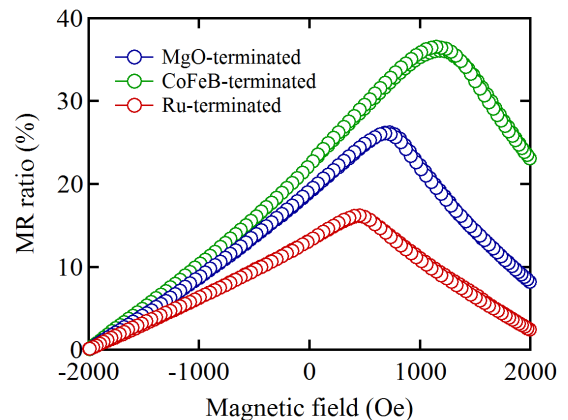


Fig. 1. MR curves for the MTJs with the different milling depths.

## 謝辞

本研究は東北大学国際集積エレクトロニクス研究開発センター (CIES) による支援を受けた。

## 参考文献

- 1) T. Nakano, *et al.*, submitted to IEEE Trans. Magn.



# 追酸化処理 MgO バリア MTJ の TMR 特性と界面元素拡散

吉田 親子, 能代 英之, 山崎 裕一, 杉井 寿博  
(富士通株式会社)

Tunnel magnetoresistance properties and interface diffusion of MTJs with post-oxidized MgO barriers  
Chikako Yoshida, Hideyuki Noshiro, Yuichi Yamazaki, Toshihiro Sugii  
(Fujitsu Limited)

## はじめに

CoFeB/MgO/CoFeB を基本構造とする垂直磁化方式の磁気トンネル接合(MTJ)は、超低消費電力不揮発性メモリの有力な候補として、活発に研究開発が行われている。メモリの微細化が進むとともに MgO バリアを薄膜化する必要があり、それに伴いリークスポットの発生率が增大することが問題となっている(1)。MgO バリア薄膜は、MgO 焼結体ターゲットを直接スパッタにより形成するのが一般的である。我々は、MTJ ショートの原因を、未酸化の Mg が粒界等に存在することに起因すると考えた。そこで、成膜後に酸素を導入して酸化することで、未酸化の Mg が酸化されショート素子が減少するのではないかと考えた。本報告では、追酸化処理を行った MgO バリアを持つ MTJ を作製しその特性を調べた。また、走査型透過電子顕微鏡(STEM)を用いた電子エネルギー損失分光(EELS)により、界面の元素拡散を調べたので報告する。

## 実験方法および結果

MgOバリアは面積抵抗RAを約  $7 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$  になるように、以下の条件で作製した。

後酸化処理なし：膜厚0.93 nm

後酸化処理あり：膜厚0.86 nm+酸素導入5 s

これらのMgOバリアを用い、図1(a)示す構造のMTJを作製し、そのMRループを測定した。

図1(b)(c)に抵抗-MR比の関係を示す。後酸化処理をすると、平均のMR比は約78%から約94%に向上し、また、ショート素子の割合も約11%から1%未満に減少することがわかった。

次に後酸化処理により MTJ の特性が改善した理由を探るため、TEM-EELS 深さ方向分析を行い、界面における元素拡散を調べた。その結果、後酸化処理を行った MgO の場合、表面側の MgO/CoFeB 界面近傍で Fe が酸化している可能性があることがわかった。一方、Fe が酸化されたためか、MgO 中への Fe の拡散は低減していることがわかった。ショート

素子低減は、MgO バリア中への Fe の拡散と関係があるかもしれない。また、MR 比の改善は、後酸化処理により局所的なリークスポットが減少し、TMR に寄与しない電流が抑制されことによると思われる。この後酸化処理を行った MgO バリアは大容量微細化メモリ材料として有望であると思われる。

本研究の一部は、総合科学技術・イノベーション会議により制度設計された革新的研究開発推進(ImPACT)プログラムにより、科学技術振興機構を通して委託されたものです。また、本研究の一部は、経済産業省と NEDO の「低炭素社会を実現する超低電圧デバイスプロジェクト」に係わる業務委託として実施した。

## 参考文献

(1) K. M. Bhutta, et al., J. Magn. Magn. Mater. 321 (2009) 3284.

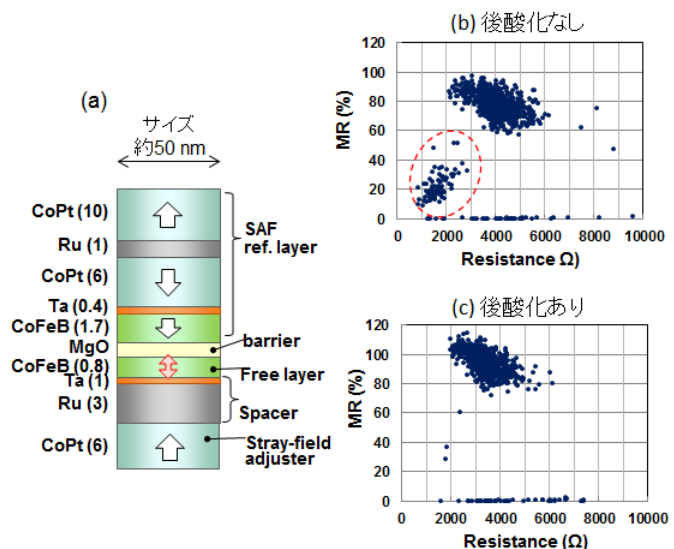


図1 (a) MTJ の構造、抵抗-MR 比分布：(b)後酸化なしの場合、(c)後酸化ありの場合。

# 逆磁歪効果を用いた STT-MTJ のスイッチング電流削減

高村陽太<sup>1</sup>, 中川茂樹<sup>1</sup>, 菅原聡<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>東京工業大学大学院理工学研究科電子物理工学専攻, <sup>2</sup>東京工業大学像情報工学研究所)

Inverse-magnetostriction-induced switching current reduction for spin-transfer torque MTJs

Yota Takamura<sup>1</sup>, Shigeki Nakagawa<sup>1</sup>, and Satoshi Sugahara<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Dept. of Physical Electronics, Tokyo Tech, <sup>2</sup>Imaging Science and Engineering Lab., Tokyo Tech)

## はじめに

スピントランスファトルク強磁性トンネル接合 (STT-MTJ; 以下, MTJ と略記) は, 磁気抵抗メモリ (STT-MRAM) や不揮発性を利用したロジックシステムなどの不揮発性メモリ素子として研究・開発が進められている. しかし, MTJ のスピン注入磁化反転 (CIMS) に必要な電流密度  $J_c$  は小さくなく, 垂直磁化膜を用いた新型 MTJ や, デバイスサイズの微細化などによって MTJ への書き込み電流の削減が試みられているが十分ではない.

$J_c$  の低減方法の一つとして, CIMS 時の磁化反転のエネルギーバリア  $\Delta$  を低減させる手法がある. Saito らは, 逆磁歪効果を利用することで磁化反転磁界を低減させる技術を磁場書換型 MTJ に応用することを提案した<sup>1)</sup>. このような圧力印加による逆磁歪効果は, CIMS における  $J_c$  低減にも有効であると考えられる. MTJ のフリー層に磁歪係数が大きな強磁性材料を用い, 圧電体等により圧力を印加すれば  $J_c$  を低減できる可能性がある. 近年の圧電材料の高性能化により, 集積回路の動作電圧程度で数百 MPa の圧力が駆動できる. 本研究では, 逆磁歪効果と CIMS に援用する手法を提案し, その効果を解析した.

## 計算方法

計算は, STT を含む LLG (Landau-Lifshits-Gilbert) 方程式<sup>2)</sup> を用いて行った. 逆磁歪効果は, 磁化の内部エネルギーに磁気弾性エネルギーを導入することで, LLG 方程式に組み込んだ. 温度は考慮せず, コヒーレントな磁化反転のみを対象とした.<sup>2)</sup>

MTJ の直径は 20nm, フリー層の厚さは 2 nm とした. フリー層の物性値は, 超磁歪材料である  $\text{SmFe}_2$  のバルク値<sup>3)</sup> を参考にし, 単位体積当たりの飽和磁気モーメントを 0.6 T, 磁歪係数を -1258 とした. また, 垂直方向の結晶磁気異方性定数は  $\Delta$  が室温において  $56k_B T$  となるように  $0.53 \text{ MJ/m}^3$ , ダンピング定数  $\alpha$  は, 0.005 とした.

## 計算結果

図 1 にフリー層の面内に圧縮方向に圧力を印加した場合における磁化の内部エネルギーの角度依存性を示す. 圧力の印加により磁気異方性が変化する逆磁歪効果がよく再現された. また, 圧力を印加するにつれ  $\Delta$  が減少することが分かる. 図 2 に  $J_c$  の圧力依存性を示す. 圧力を強めると,  $J_c$  はほぼ線形に減少する. 特に 190MPa 程度の圧力を印加したとき,  $J_c$  は, 圧力を印加しない場合, コヒーレントモデルでも  $J_c$  に比べて 50% 程度の削減も可能であることがわかった. 有限温度では  $J_c$  ははるかに低減する. 当日は温度・エラーレート等も考慮し, 議論を行う.

## 参考文献

- 1) N. Saito, M. Yamada, and S. Nakagawa, J. Appl. Phys. **103**, 07A706 (2008).
- 2) J. Z. Sun, Phys. Rev. B **62**, 570 (2000).
- 3) H. Samata, N. Fujiwara, Y. Nagata, T. Uchida, and M. D. Lan, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 5544 (1998).

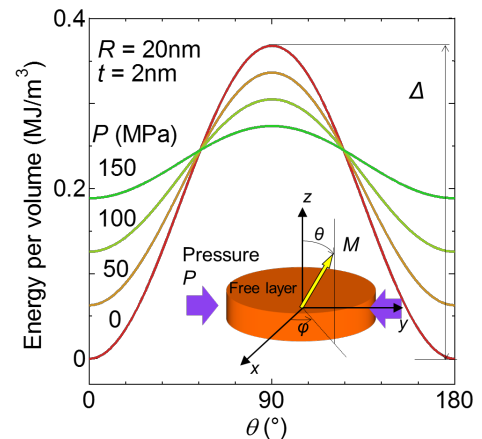


Fig. 1 Energy in magnetostrictive free layers

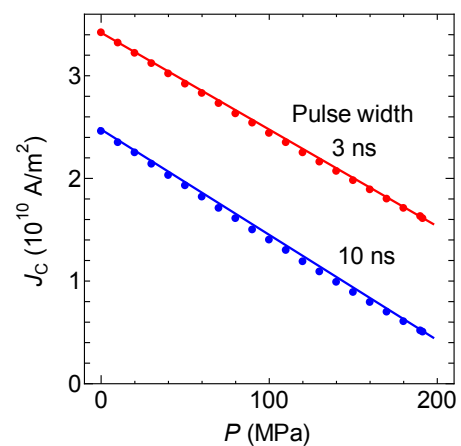


Fig. 2  $J_c$  versus  $P$

# 熱揺らぎを考慮したスピン注入磁化反転における 反転電流の損失定数依存性

山田啓介、仲谷栄伸

電気通信大学 情報理工学研究科

Effect of the Gilbert damping constant on the switching current in the spin-transfer switching with the thermal fluctuation interaction

Keisuke Yamada, and Yoshinobu Nakatani,

Graduate School of Informatics and Engineering, The University of Electro-Communications,

## はじめに

近年、スピン注入磁化反転を利用した不揮発性磁気メモリの研究開発が盛んに行われている[1-5]。デバイスへの実用化に向けて、スピン注入磁化反転における反転電流( $I_{sw}$ )の低減が求められている。これまで反転電流の低減には、損失定数( $\alpha$ )の低減が有効であると考えられてきたが、以前我々は、マクロスピンモデルを用いてスピントルク注入磁化反転シミュレーションを行い、数 ns のパルス幅を持つパルス電流においては、損失定数がある閾値以下では、反転電流が低下しなくなることを示した[6]。この報告では、磁化反転が温度によって影響を受ける効果である“磁化の熱揺らぎ効果”を考慮した計算は行っていなかった。スピン注入磁化反転を利用した現実のデバイスは、有限温度で動作させるために、熱揺らぎの考慮が必要である。今回我々は、室温における熱揺らぎを考慮したスピン注入磁化反転における反転電流の損失定数依存性について、マクロスピンモデルにより調べた。さらに、それぞれの損失定数における反転電流に対する磁化反転確率の変化を調べ、熱揺らぎ効果による反転中の磁化の挙動について調べた。

## 実験方法

本計算では、マクロスピンモデルを用い、LLG 方程式の実効磁界に熱揺らぎ項( $T = 300$  K)を加えて計算した[7]。反転シミュレーションで用いた磁化の初期磁化状態は、熱平衡状態の計算より求めた。反転確率を求める計算では、各点で 10 万回の計算を行い、確率を求めた。計算条件と材料定数は、[6]と同様にした。

## 実験結果

図 1 に、各パルス幅( $t_p = 1, 10, 100$  ns)における反転電流の損失定数依存性について、 $T = 0$  K(点線)と 300 K(実線：反転確率=0.5 の電流値)の結果を示す。 $T = 300$  K の計算においても  $T = 0$  K の計算と同様に、数または数十 ns のパルス幅を持つパルス電流において、反転電流の低減がある損失定数の閾値より起こらなくなることが明らかになった。また熱揺らぎにより、 $T = 0$  K の計算より一割ほど反転電流が小さくなることわかった。

図 2 に、各損失定数における反転電流に対する磁化反転確率の変化を示す( $t_p = 1$  ns &  $T = 300$  K)。図 2 では、反転電流( $I/I_{sw}$ )は、反転確率=0.5 の反転電流値( $I_{sw}$ )で規格化した値を用いた。図 2 より、 $I/I_{sw} > 1$  では反転確率の変化は損失定数にあまり依存しないが、 $I/I_{sw} < 1$  では損失定数に依存して反転確率が変化することがわかった。 $\alpha \leq 0.1$  の場合、損失定数の減少に伴い、反転確率が急激に変化することがわかった。この結果は、損失定数が小さいほど、熱揺らぎ効果による磁化反転中における磁化振動が減少することを示している。

本研究は NEDO により助成を受けて行われた。

## 参考文献

[1] J. Z. Sun, *Phys. Rev. B*, **62**, 570 (2000). [2] J. A. Katine, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000). [3] J. Miltat, *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **89**, 6982 (2001). [4] S. Mangin, *et al.*, *Nature Mater.* **5**, 210 (2006). [5] H. Tomita, *et al.*, *IEEE. Trans. Magn.*, **47**, 6, 1599-1602 (2011). [6] K. Yamada, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 042402 (2015). [7] Y. Nakatani, *et al.*, *J. Magn. Mater.* **168**, 347 (1996).

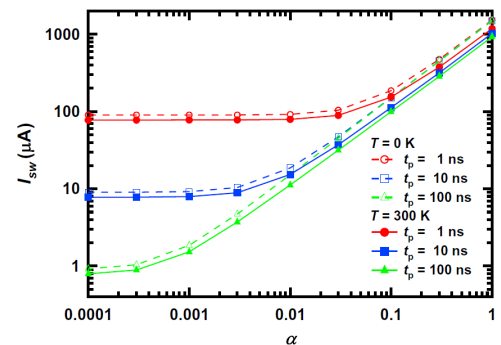


Fig.1 Effects of  $\alpha$  and  $t_p$  on  $I_{sw}$  at  $T=0, 300$  K.

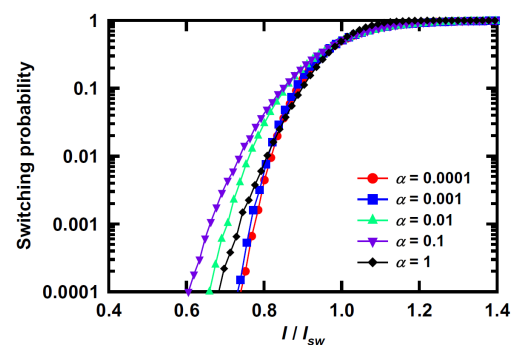


Fig.2 Effects of  $I/I_{sw}$  on the switching probability at  $t_p = 1$  ns and  $T = 300$  K.

# Numerical study on microwave assisted spin transfer torque switching in a multilayer with perpendicular anisotropy

Hailun Yu<sup>1</sup>, Xiaorui Ya<sup>1</sup>, Terumitsu Tanaka<sup>1</sup>, Kimihide Matsuyama<sup>1</sup>

Graduate School of Information Science and Electrical Engineering,  
Kyushu University, Fukuoka, 819-0395, Japan

Current information devices will be confronted with a serious physical limit in the lateral downsizing in the future. An alternative approach for continuous progress in the device performance is intensively demanded. An integration of multi functionality, such as memory and logic components, is a promising solution for an increasing requirement in various system applications<sup>1,2</sup>). In the present study, an exchange coupled multilayer stack, was proposed as a quarterly state logic-in-memory structure, and fundamental device operations have been numerically demonstrated with micromagnetic simulations.

Figure 1 shows a schematic of designed device structure, which consists of ferromagnetic tri-layers with different perpendicular (layer M1, M3) and in-plane anisotropy (M2), embedded in the outside two fixed layers (F1, F2) used as spin injectors. The following magnetic parameters and structural design (noted in the figure) were optimized with preliminary simulations;  $M_{s1}=M_{s3}=770$  emu/cm<sup>3</sup>,  $M_{s2}= 800$  emu/cm<sup>3</sup>,  $H_{k1}=10$  kOe (perpendicular),  $H_{k2}=4$  Oe (in-plane),  $H_{k3}=20$  kOe (perpendicular), damping constant  $\alpha = 0.01$ . Spin diffusion length in the magnetic multilayer was assumed to be 10 nm, considering the previously reported standard values for metallic ferromagnets.

Simulation results of data coding process are shown in Fig.1, that is, the perpendicular magnetization of the two layers (M1, M3) was selectively reversed with cooperative applications of a pulsed spin injection current and an alternative magnetic field, which frequency was adjusted as the individual resonance frequency of 22.5 GHz and 52.5 GHz, respectively. The magnetization direction of the M1 and M3 corresponds to the binary information. The coded data can be read out utilizing the difference of resonance profiles for quarterly states, as presented in the figure. The identical micromagnetic configurations for the data “10” and “01” (“00” and “11”) enables a coincident logic, such as an exclusive-or operation.

Fig. 2 compares the selective switching property for various values of  $H_{k3}$ . The results present the current density margin for the selective switching of M1 and M3, performed with different rf frequencies of 22.5 GHz and 52.5 GHz, respectively. The operation margin for the smaller  $H_{k3}$  of 15 kOe was significantly reduced compared with that for  $H_{k3} = 20$  kOe. While, the increase of  $H_{k3}$  results in the increase of current density for both of the two layers.

## References

- 1) S. Sugahara et al., Appl. Phys. Lett., 84, 2307 (2004).
- 2) Y. Urazuka et al., IEEE trans. Magn.,52, Art. No. 3401303 (2014).
- 3) Jack Bass and William P Pratt Jr, J. Phys.: Condens. Matter 19 183201 (2007).

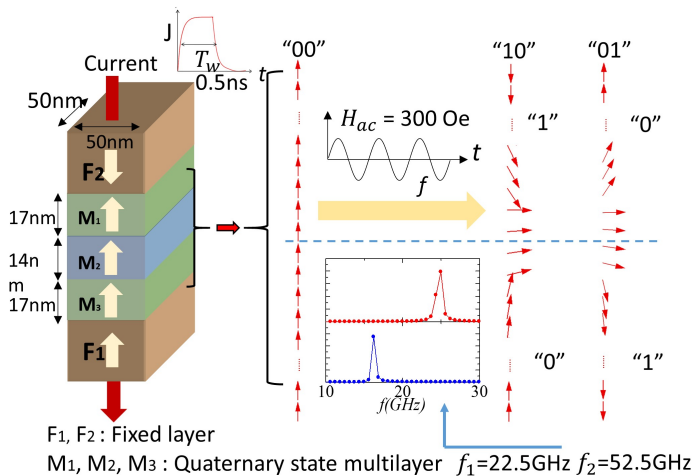


Fig. 1. Schematic of a designed vertically integrated logic-in-memory consisted of exchange coupled multilayer with different anisotropy. Fundamental exclusive or operation for the stored two bit binary data is also presented.

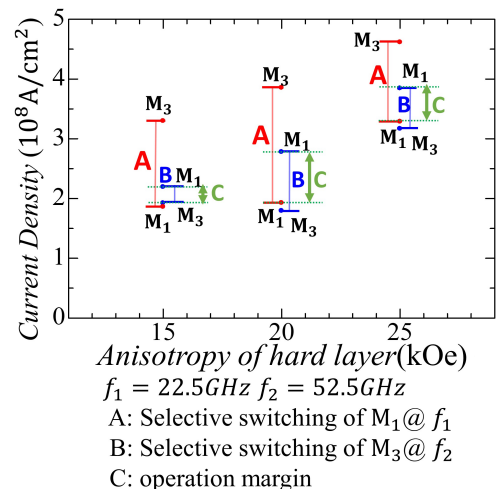


Fig. 2. Current density margin for the selective switching of the individual dot, conducted with various values of the perpendicular anisotropy of M3.