

Amplified transport of low-energy magnons in Bi-doped YIG by local heating

R. Kohno^{1*}, K. An^{1,2}, V. V. Naletov¹, J. Ben Youssef³, D. Gouéré⁴, V. Cros⁴, A. Anane⁴,
G. de Leubens⁵, L. Vila¹ and O. Klein¹

¹Université Grenoble Alpes, CEA, CNRS, Grenoble INP, Spintec, 38054 Grenoble, France

²Quantum Technology Institute, KRISS, Daejeon, Republic of Korea

³Lab-STICC, CNRS, Université de Bretagne Occidentale, Brest, France

⁴Unité Mixte de Physique, CNRS, Thales, Université Paris Saclay, Palaiseau, France

⁵SPEC, CEA-Saclay, CNRS, Université Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette, France

Magnonics aims at proposing novel circuits operated by spin waves, or their quanta magnons, especially on insulators with reduced energy losses. Using a prototypical device which consists of two Pt electrodes, such magnons can be incoherently generated through spin orbit torques at the emitter, and can be sensed electrically through the inverse spin Hall effect [1-3] at the collector. We use a 20 nm Bi-doped YIG thin film with perpendicular uniaxial anisotropy and fabricated a transport device with an additional electrode to control the transport (Fig.1). We observed reversibly the amplification of the conduction of low-energy magnons by a factor of 3 by heating locally the region beneath the collector electrode (Fig.2). For that purpose, we fabricated a modulator electrode deposited on top of the collector in thermal contact but electrically isolated by an intercalation layer of Si₃N₄ of 20 nm thickness. The motivation comes from the idea of amplifying the oscillation amplitude (cone angle of the precession) by locally reducing the magnetization. Previously reported methods for amplifying the transport were focusing on using a third Pt electrode in between the emitter and collector to provide an additional source of damping compensation, which already deteriorates the signal because Pt itself absorbs magnons[4,5]. Our method is free from such deterioration with a comparable amplification ratio and could be useful for future magnonic devices to control the transport.

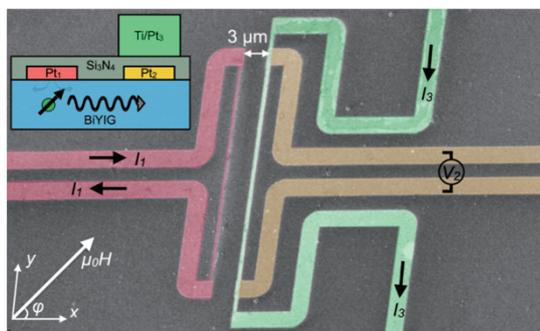


Fig. 1: SEM image of the device which consists of three Pt wires on a 20 nm Bi doped YIG film. Pt₁ for the emission Pt₂ for the collection of magnons, and Ti/Pt₃ for controlling the transport.

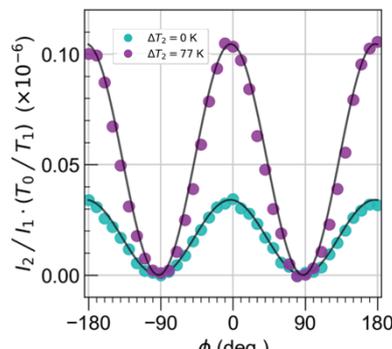


Fig. 2: Renormalized signal from electrically excited magnons probed at Pt₂ as a function of the angle of applied magnetic field with or without local heating.

Reference

- [1] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. Duine, *et. al.*, *Nat. Phys.* (2015).
- [2] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, *et. al.*, *Nature* (2010).
- [3] S. T. B Goennenwein, R. Schlitz, M. Pernpeintner, *et. al.*, *Appl. Phys. Lett.* (2015).
- [4] L. J. Cornelissen, J. Liu, B. L. Van Wees, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* (2018).
- [5] T. Wimmer, M. Althammer, L. Liensberger, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* (2019).

トポロジカル絶縁体/磁性絶縁体二層膜における強結合磁気共鳴

千葉貴裕^{1,2}, 小峰啓史³, 青野友祐³⁽¹⁾ 東北大学学際科学フロンティア研究所, ⁽²⁾ 東北大学大学院工学研究科, ⁽³⁾ 茨城大学大学院理工学研究科)

Strong-coupled magnetic resonance in topological-insulator/magnetic-insulator bilayers

Takahiro Chiba^{1,2}, Takashi Komine³, and Tomosuke Aono³⁽¹⁾FRIS, Tohoku Univ., ⁽²⁾Tohoku Univ., ⁽³⁾Ibaraki Univ.)

1. はじめに

近年、コヒーレントなマグノン光子結合の実現を契機として、量子情報とスピントロニクスが融合した共振器スピントロニクスが急速に発展している¹⁾。そのような中、最近新たに散逸過程を介したマグノン光子結合が報告された²⁾。この散逸的なマグノン光子結合は、強結合(ポラリトン)状態の安定性に大きな影響を与えるため、マグノンをベースとした量子情報技術を開発する上でその機構を系統的に理解する必要がある。一方、これまで我々はトポロジカル絶縁体(TI)を活用した磁性絶縁体(MI)のspin緩和制御を提唱してきた^{3,4)}。本研究では、これまでに得た知見からspin緩和が非常に強いTIの表面(界面)状態に着目して、TI/MI二層膜におけるspin緩和に起因した散逸的なマグノン光子結合を理論的に解明することを目指した。

2. 数理モデル

Fig.1(a)に示すようなRLC共振回路を想定して、spin緩和に起因した散逸的なマグノン光子結合をモデル化した。コイル内にはFig.1(b)に示した垂直磁化を有するTI/MI二層膜⁴⁾が挿入されている。このコイルに交流 $I(t)$ が流れるとアンペール則によりrf磁場 $H(t)$ が生じ、MIにおいて磁気共鳴 $m(t)$ が駆動される。このときTIの強いspin緩和に起因したspinポンピング効果によりTI/MI界面に環状電流が生じ³⁾、その結果、軌道磁気モーメントが誘起される。これが $m(t)$ と交換結合することにより、散逸的なマグノン光子結合を生み出す。本研究では、TI/MI二層膜の界面状態を記述する有効ハミルトニアンに基づいて、この散逸的なマグノン光子結合を定式化した。さらに、ランダウ-リフシッツ-ギルバート方程式とRLC回路方程式に基づいて、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3(\text{TI})/\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}(\text{MI})$ 二層膜において定式化した散逸的な結合がポラリトン状態に及ぼす影響を解析した。

3. 計算結果

定式化した散逸的なマグノン光子結合は、ダンピング増強係数と帯磁率に比例することから、動的透磁率を通じてコイルのインダクタンスを変調する。そのため実験的にはRLC共振回路のアドミッタンス $Y(\omega)$ として観測可能である。定式化した散逸的な結合に対応するアドミッタンス成分 $Y_d(\omega)$ を解析したところ、Fig.1(c)に示すようにモード交差点近傍にて同期的な振舞いを確認した。一方で、定量的には同系でのポラリトン状態(反同期)への影響は十分小さいことがわかった。この結果は、垂直磁化を有するTI/MI二層膜においてポラリトンを安定化できることを意味しており、共振器スピントロニクス技術への今後の展開が期待される。

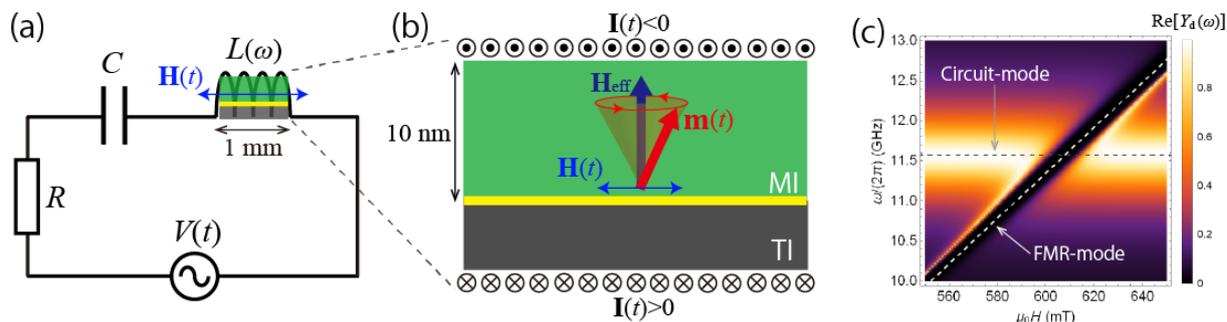


Fig.1. (a),(b) Schematic diagram of a RLC synchronized circuit with a dynamical inductor involving a TI/MI bilayer that is zoomed in the illustration (b). (c) Calculated admittance $Y_d(\omega)$ for a dissipative magnon-photon coupling at the TI/MI interface.

参考文献

- 1) B. Z. Rameshti *et al.*, Phys. Rep. **979**, 1 (2022).
- 2) Y. P. Wang and C.-M. Hu, J. Appl. Phys. **127**, 130901 (2020).
- 3) T. Chiba, A. O. Leon, and T. Komine, Appl. Phys. Lett. **118**, 252402 (2021).
- 4) T. Chiba and T. Komine, Phys. Rev. Appl. **14**, 034031 (2020).

Fe-Si 薄膜における構造と磁気特性の Si 組成依存性

蔣暉, 室賀翔, 宮崎孝道, 遠藤恭 (東北大学)

Dependence of structure and magnetic properties on the Si compositions for Fe-Si thin films

Ye Jiang, Sho Muroga, Takamichi Miyazaki, Yasushi Endo (Tohoku Univ.)

はじめに

磁性薄膜における磁化の動的挙動は、歳差運動項と制動項からなる Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式によって現象論的に記述される⁽¹⁾。なかでも、ダンピング定数 (α) は磁化の歳差運動に対する減衰量の大きさを左右する重要なパラメータである。これに加えて、 α はスピントロニクスデバイス応用の性能にも大きく影響する。したがって、 α のメカニズムを理解することが必要不可欠である。

我々はこれまでに Fe-Ni 合金薄膜において α と磁歪が相関関係にあることを報告してきた⁽²⁾。しかしながら、この相関関係が他の Fe 系合金薄膜においても成立するか不明確である。本研究では、Fe 系二元合金とした Fe-Si 合金を選択し、 $\text{Fe}_{100-x}\text{Si}_x$ 薄膜における構造と磁気特性の Si 組成依存性について検討した。得られた結果をもとにして、 α と磁歪の関連性を議論する。

実験方法

試料作製には DC マグネトロンスパッタリングを用いた。作製した膜構成はガラス基板上に製膜した 10 nm 厚の Fe-Si 薄膜である。試料の Si 組成 (x) は 9.7 - 21.7 at.% であり、EDX を用いて評価した結果である。

Fe-Si 膜の構造に関しては、XRD および TEM を用いて、また、磁気特性に関しては、VSM、光てこによる磁歪測定法およびブロードバンド強磁性共鳴 (B-FMR) 法を用いて評価した。

研究結果

Fig.1 は、10 nm 厚の Fe-Si 膜における飽和磁歪 (λ_s) と有効ダンピング定数 ($\alpha_{//}$, α_{\perp}) の Si 組成依存性である。 λ_s は、Si 組成の増加とともに増加し、Si 組成 13.7 at.% で最大となり、さらに Si 組成を増加させると減少した (Fig.1 (a))。この挙動は 100 nm 厚の Fe-Si 多結晶薄膜と異なっており、また λ_s 値も他の場合と比べても高くなった⁽³⁾。この原因は、製膜時の基板と膜の間で生じる引張り応力に起因するものと考えられる。

有効ダンピング定数 ($\alpha_{//}$, α_{\perp}) に関しては (Fig.1 (b))、 $\alpha_{//}$ は Si 組成 15.7 at.% 以下ではほぼ一定となり、15.7 at.% 以上の Si 組成では Si 組成を増加させると増加し、19.6 at.% で極大値 0.0103 となり、その後減少した。一方、 α_{\perp} は Si 組成 15.7 at.% までにほぼ一定であり、さらに Si 組成の増加にもなって増加し、19.6 at.% で極大値 0.0060 となり、その後減少した。このように、 $\alpha_{//}$ と α_{\perp} の Si 組成に対する変化は類似した挙動となった。また、 $\alpha_{//}$ 値は Si 組成によらず、 α_{\perp} 値より高くなった。これらの違いは、 $\alpha_{//}$ は外的要因によるダンピングと材料固有ダンピングが重なっていることによるものと考えられる。なお、当日 α と λ_s の関連性についても報告する予定である。

謝辞 本研究の一部は、文部科学省次世代 X-nics 半導体創生拠点形成事業 JPJ011438 の助成を受けた。また、本研究の一部は、東北大学 CSIS、東北大学 CSRN、東北大学 CIES および ASRC の支援のもと行われた。

参考文献 (1) T. L. Gilbert, IEEE Trans. Magn, 40, 3443-3449 (2004). (2) Y. Endo, O. Mori, Y. Shimada, S. Yabukami, S. Sato, and R. Utsumi, Appl. Phys. Lett., 112, 252403 (2018). (3) A. Hosono and Y. Shimada, J. Appl. Phys., 67, 6981-6990, (1990).

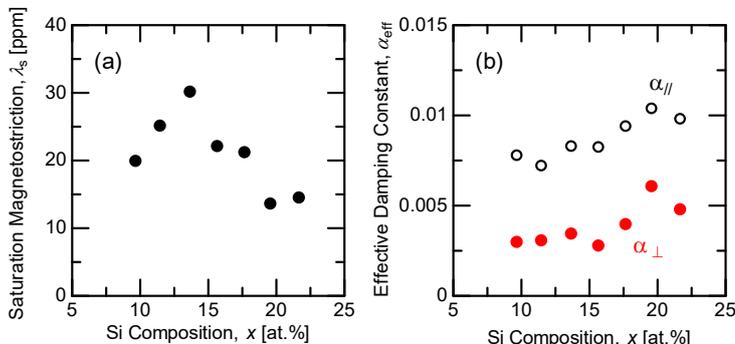


Fig.1 Dependence of saturation magnetostriction (a) and effective damping constant (b) on the Si compositions for 10 nm thick Fe-Si thin films

Inverse magneto-optical effect in Co-Pt disordered alloy films

Kouki Nukui^{1,2}, Satoshi Iihama^{3,2}, Shigemi Mizukami^{2,4}

¹Dept. of Appl. Phys., Tohoku Univ., ²WPI-AIMR, Tohoku Univ., ³FRIS, Tohoku Univ., ⁴CSIS, Tohoku Univ.

Introduction The inverse magneto-optical effect, such as the inverse Faraday effect (IFE), has attracted much attention toward the realization of ultrafast optical control of magnetization for next-generation information devices [1]. IFE-driven magnetization dynamics was first reported in magnetic insulators [2], and has been widely used to induce magnetization dynamics in various materials. However, microscopic physics of the IFE in metals is unclear. The origin of the IFE may be related to spin-orbit coupling (SOC) in metals [3]. Heavy metal elements have large SOC; thus, in this study, we investigate helicity-dependent laser-induced magnetization dynamics for Co-Pt alloy to gain insight into spin-orbit physics of the IFE.

Experimental methods The 5-nm-thick $\text{Co}_{1-x}\text{Pt}_x$ alloy thin films were deposited on thermally-oxidized Si substrates with ultra-high vacuum magnetron sputtering. The Pt composition x was systematically varied from 0.3 to 1.0 using co-sputtering technique. Time-resolved magneto-optical Kerr effect (TRMOKE) measurement was performed with a Ti: Sapphire femtosecond laser. A magnetic field of 20 kOe was applied in the film plane using an electromagnet (Fig. 1 (a)).

Experimental results Fig. 1 (b) shows the typical data of magnetization precession for $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ films with different helicities of the circularly-polarized (CP) laser. The signals show the polarity changes against right (RCP) and left circular polarization (LCP), indicating almost purely optical induction of magnetization precession. Fig. 2 shows the composition dependence of the amplitude and phase of the laser-induced magnetization precession which were evaluated via sinusoidal function fits. Here, those amplitude and phase are governed, respectively, by the strength and direction of the laser-induced torque acting on magnetization (Fig. 1(a)). As observed in Fig. 2, the amplitude significantly increases with Pt concentration, demonstrating enormous enhancement of the laser-induced torque and/or the inverse magneto-optical effect. More surprisingly, we observe large change of the precession phase with different Pt concentration (Fig. 2). Traditionally, the IFE is considered to cause an effective magnetic field; thus it induces a *field-like torque* with the negligible phase, as observed in Co-rich CoPt films (Fig. 2). On the other hand, with increasing Pt concentration, the phase changes and reaches 45 deg., which cannot be explained by the *field-like torque* due to IFE and implies an additional *damping-like torque* emerged with Pt addition, unveiled in this study.

This work was supported by KAKENHI and X-NICS. S. I. thanks to JST PREST (No. JPMJPR22B2), the Asahi Glass Foundation, and the Murata Science Foundation.

References [1] G. Kichin, *et al.*, Phys. Rev. Appl. **12**, 024019 (2019). [2] A. V. Kimel *et al.*, Nature **435**, 655 (2005). [3] Popova, *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 094419 (2012).

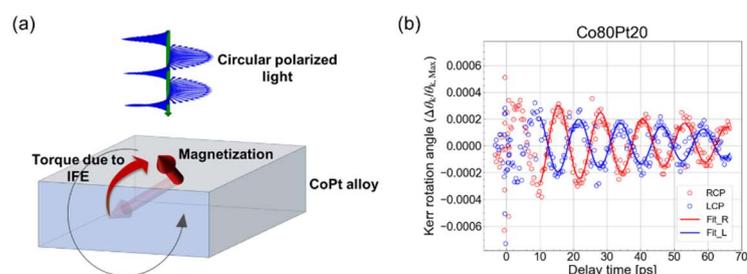


Fig. 1 (a) Schematic diagram of experiments in this study. (b) All-optical TRMOKE measurements with different circularly polarization of laser in $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ films.

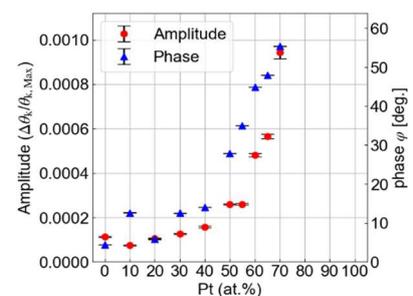


Fig. 2 Composition dependence of the amplitude and phase of laser-induced magnetization precession.

音響電流測定によるフォノン-マグノン変換の検出

松本啓岐¹、戸高安裕²、安田偉²、川田拓弥³、河口真志²、林将光²(¹京大化研、²東大理、³阪大理)

Phonon-magnon conversion probed by acoustoelectric current

Hiroki Matsumoto¹, Yasuhiro Todaka², Isamu Yasuda², Takuya Kawada³, Masashi Kawaguchi², and Masamitsu Hayashi³(¹Institute for Chemical Research, Kyoto Univ. ²Dept. of Phys, The Univ. of Tokyo, ³Dept. of Phys, Osaka Univ.)

はじめに

表面弾性波は固体表面に局在する振動モードであり、強誘電体基板にくし型電極を作製したデバイスに交流電圧を印加することで励起できる。表面弾性波の遅延線上へ強磁性体薄膜を作製し、表面弾性波を印加すると、磁気弾性結合により強磁性体中にスピン波が励起される（フォノン-マグノン変換）¹⁾。この過程では表面弾性波のエネルギーが強磁性体中のスピン波のエネルギーへと変換され、散乱行列測定によって透過率の減少として検出される。この手法では、検出可能な表面弾性波の帯域がくし型電極の設計に強く依存しており、非線形音響効果²⁾などに伴い周波数が非線形に変化した表面弾性波を検出することは難しい。本研究では、こうした従来手法とは異なる手法でのフォノン-マグノン変換の検出に取り組んだ。具体的には、表面弾性波デバイスの遅延線上へ強磁性体薄膜とは別に金属薄膜を作製し、薄膜中の直流電圧の測定を行った。表面弾性波が導体中へと伝搬する際、圧電基板と導体との界面に音響電流と呼ばれる直流電流が生じる³⁾。音響電流の大きさは表面弾性波のパワーに比例する⁴⁾ことが知られている。フォノン-マグノン変換に伴う表面弾性波のパワー減少によって音響電流も減少し、これが金属薄膜の直流電圧を介して検出される。

実験手法

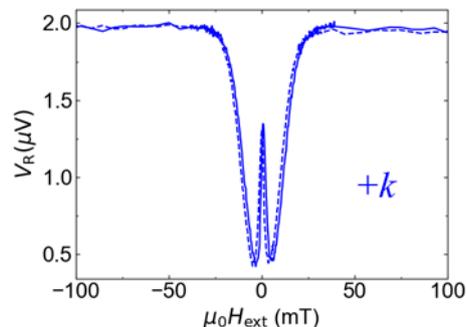
Y+128°カットニオブ酸リチウム基板上へ、Ta/Cu(50 nm)/Pt からなるくし型電極をリフトオフ法により作製した。くしの細線幅および細線の間隔はいずれも 2 μm である。その後、くし型電極間の中心に Ni(10 nm)/Cu/MgO/Ta から成る多層膜を作製した。さらに、Ni を含む構造体の両側に Ta(3 nm)/MgO/Ta からなる音響電流検出用金属薄膜を作製した。製膜には rf マグネトロンスパッタリングを、パターンニングにはフォトリソグラフィを用いた。ベクトルネットワークワークアナライザによる散乱行列測定から、5 次の高調波である 2.3 GHz の表面弾性波を励起できることが確認できた。シグナルジェネレータで 2.3 GHz の交流電圧をくし型電極へ印加し、外部磁場を掃引しながら Ta 膜に生じる直流電圧を測定した。

実験結果

表面弾性波を左から右へ伝搬させたとき、Ni 膜の右側にある Ta 膜の直流電圧の磁場依存性を図に示した。ある磁場から直流電圧が減少し、0 磁場の近くで極小値を取るような曲線となっている。これは、マグノン励起により表面弾性波のパワーが吸収されたことで音響電流が減少したことを示している。

参考文献

- 1) M. Weiler et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 117601 (2011).
- 2) M. Kraimia et al., Phys. Rev. B **101**, 144425 (2020).
- 3) V. Miseikis et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 133105 (2012).
- 4) T. Poole et al., Appl. Phys. Lett. **106**, 133107 (2014).



図：Ni 薄膜の右側に作製した Ta 膜に生じる直流電圧の磁場依存性。表面弾性波は左から右へ伝搬している。

スピントルク発振器を用いたスパイクングニューロンモデル

伊勢翔, Simon John Greaves, 田中陽一郎
(東北大学)

Spiking neuron model using coupled spin-torque-oscillators
Tsubasa Ise, Simon John Greaves, Yoichiro Tanaka
(Tohoku University)

はじめに スピントルク発振器(Spin-Torque-Oscillator : STO)の非線形な動作をニューラルネットワークに利用し、音声認識¹⁾に成功した例が報告されている。この応用例では STO の位相同期を用いて基準値との一致度を測っている。互いに近距離に配置された STO ではデバイス間の静磁気相互作用によって位相同期が生じそれは STO の直径や間隔に影響を受ける。本研究では直径の異なる STO 配列を用いることで多数決関数を実装し、その特性を調査した。

実験方法 LLG 方程式に基づくマイクロマグネティックシミュレーションを用いた。各 STO は円筒形で直径は 30nm と 60nm であり、5nm のスピン注入層、2.5nm の非磁性層、一様に磁化された 10nm の自由層で構成される。スピン注入層の飽和磁化 M_s は 637 emu/cm^3 で垂直軸方向に $8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ の単軸異方性 K_u を持つ。自由層の M_s は 1591 emu/cm^3 , K_u は 0 で形状異方性により磁化は水平方向にある。減衰定数は全層で 0.02, 温度は 300K とした。シミュレーションの時間長は $1 \mu\text{s}$ である。Fig.1 に示すように直径の異なる STO を 2 次元配置し、直径 60nm の STO1 に $1.2 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$, STO6 に $1.7 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ の電流を印加した。直径 30nm の STO2~5 に印加する電流を変化させた際の STO 同士の同期を測定した。

実験結果 Fig.2.1 に STO2~5 の 4 つの STO の電流を変化させたとき、STO1 に対するそれぞれの相関時間を示す。 $1.7 \sim 1.9 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ の範囲で STO1 と STO6 の位相が同期した。 Fig.2.2 に $1.7 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ の電流を印加した STO2~5 の数と STO1 と STO6 の相関時間を示す。その STO の数が 3 つ以上になると、STO1 と STO6 の相関時間が大きく増加することが確認された。

まとめ 静磁気相互作用の下、直径の異なる STO の配列を同期させることで多数決関数を実装できた。

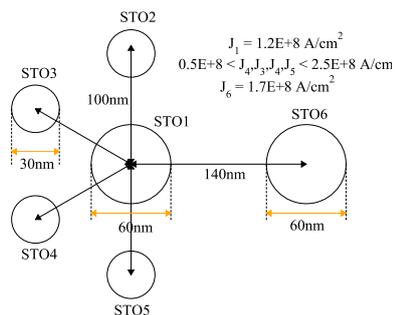


Fig.1 Schematic of STO arrangement

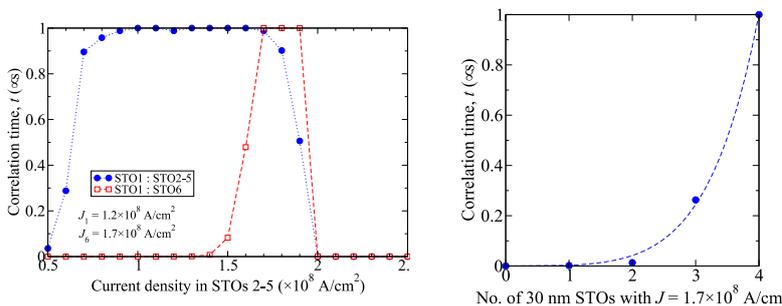


Fig.2.1 (left) Correlation time of STOs 1 and 6 vs current density in STOs 2-5. Fig.2.2 (right) Correlation time of STOs 1 and 6 vs number of 30nm STOs driven by a current density of $1.7 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$

参考文献 1) M. Romera et al., “Vowel recognition with four coupled spin-torque nano-oscillators,” Nature, vol. 563, pp. 230–234, Nov. 2018