

膜厚の異なる Fe-Ge 薄膜における磁化ダイナミクスに関する研究

蔣擘, 室賀翔, 宮崎孝道, 阿加賽見, 遠藤恭 (東北大学)

Study on magnetization dynamics for Fe-Ge thin films with various thicknesses

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

はじめに

磁性薄膜における磁化の動的挙動は, 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緩和速度を対応する重要なパラメータである. したがって, α の機構を理解することが必要不可欠であり, そのためには, α と他の磁気パラメータとの相関性を研究する必要がある.

我々はこれまでに Fe 系二元合金として Fe-Si および Fe-Ge 膜におけるブロードバンド強磁性共鳴 (B-FMR) 測定を行い, 磁化ダイナミクスを評価した⁽²⁾. 50 nm 厚の Fe-Ge 多結晶薄膜において有効面内ダンピング定数 ($\alpha_{\parallel, \text{eff}}$) が有効面直ダンピング定数 ($\alpha_{\perp, \text{eff}}$) に比べて数倍高くなることを報告した. 本研究では, より薄い膜厚を有する Fe-Ge 薄膜における磁化ダイナミクスの Ge 組成依存性を検討した結果について報告する.

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, ガラス基板上に 10 および 30 nm 厚の $\text{Fe}_{100-x}\text{Ge}_x$ (Fe-Ge) 薄膜を作製した. 試料の Ge 組成 (x) は 6.3 - 19.4 at.% であり, EDX を用いて評価した結果である.

作製した薄膜の構造に関しては, XRD および TEM を, 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 B-FMR 法を用いて評価した.

研究結果

Fig.1 は, 10 および 30 nm 厚の Fe-Ge 膜における飽和磁化 ($4\pi M_s$) の Ge 組成依存性である. $4\pi M_s$ は 14.9 at.% 以下の Ge 組成ではほぼ一定であり, それらの値は約 18 kG であった. また, 14.9 at.% 以上の Ge 組成では, Ge 組成の増加とともに減少し, 19.4 at.% の Ge 組成では $4\pi M_s$ は約 15 kG に減少した. これらの挙動は, 50 nm 厚の場合とほぼ同じであり, VSM から出られた結果とも類似している. この原因は, 非磁性組成の増加による結晶構造の変化に起因するものと考えられる.

Fig.2 は, 10 および 30 nm 厚の Fe-Ge 膜における有効面直ダンピング定数 ($\alpha_{\perp, \text{eff}}$) の Ge 組成依存性である. $\alpha_{\perp, \text{eff}}$ は Ge 組成の増加とともに減少し, 16.2 at.% 以上の Ge 組成において, ほぼ一定となった. これらの変化は, 50 nm 厚の場合と比べると, Ge 組成 14.9 at.% 以下において異なった. この原因は, 膜厚の減少にともなう磁気的な不均一性の増大に由来するものと考えられる. なお, 当日 α_{\parallel} および λ_s と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, 東北大学 GPSP 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. Jiang, S. Muroga, T. Miyazaki and Y. Endo, IEEE Trans. Magn, 59(11), 1-4 (2023).

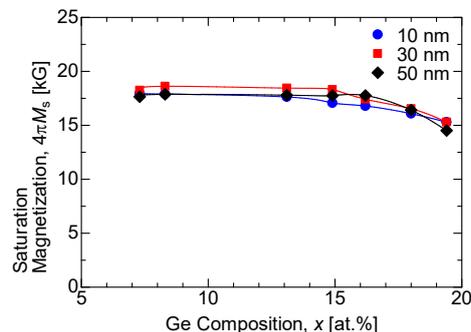


Fig.1 Dependence of saturation magnetization on the Ge compositions for 10, 30, 50 nm thick Fe-Ge thin films

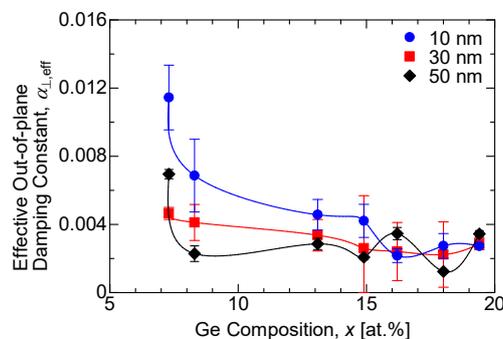


Fig.2 Dependence of effective out-of-plane damping constant on the Ge compositions for 10, 30, 50 nm thick Fe-Ge thin films

超強結合マグノン - ポラリトンのコヒーレント発振の原理

千葉 貴裕^{1,2}, 鈴木 龍之介², 松枝 宏明^{2,3}

(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 東北大学 CSIS)

Coherent Microwave Generation of Ultrastrongly Coupled Magnon-Polaritons

Takahiro Chiba^{1,2}, Ryunosuke Suzuki², and Hiroaki Matsueda^{2,3}

(¹FRIS, Tohoku Univ., ²Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., ³CSIS, Tohoku Univ.)

1. はじめに

近年、マグノンと光子が結合したマグノン - ポラリトン (Magnon-Polariton, MP) の実現を契機として共振器マグノクスが急速に発展している。最近、共振器の代わりに鉄芯コイルを模した構造体において、室温にて「超強結合」と呼ばれる非常に強いマグノン - 光子結合が報告された¹⁾。応用面では、従来のマイクロ波共振器に増幅回路を実装することにより、高い Q 値 ($>10^7$) を有する MP のマイクロ波発振が実証された²⁾。一方、スピントロニクスでは磁気トンネル接合や磁性体/重金属膜をベースとしたスピントルク発振器が広く研究されている。しかし現状では発振自体がまだ不安定なために実用化には至っていない。この問題にアプローチするため、本研究では発振回路をベースとした超強結合 MP のマイクロ波発振を理論的に研究した。

2. 数理モデル

Figure 1(a)に示すように動的インダクタ及びゲインを与える負性抵抗素子 S を含む発振回路を想定して MP のマイクロ波発振をモデル化した。動的インダクタは厚さ d_M をもつ磁性絶縁体 (MI) が挿入されたコイルから構成される。 d_M はマグノン - 光子結合 g の制御パラメータに相当する³⁾。コイル内に生じる交流磁場を光子、MI の磁化ダイナミクスをマグノンとみなすと、これらの電磁相互作用により動的インダクタに MP が形成される。そのため Fig. 1(a)の回路において、コヒーレントな結合 g を通じたゲインの移行によりマグノンを発振させることができる。本研究では、発振を記述するファンデルポール方程式及びブランダウ-リフシッツ-ギルバート方程式に基づいて、結合 g を変化させた際の MP の発振をシミュレーションした。

3. 計算結果

Figure 1(b)に g の値に応じた計算結果を示す。図ではマグノンの発振の様子を見るために磁化ダイナミクスの x 成分に注目している。まず結合 g が小さい場合(「強結合」と呼ばれる)、先行研究と同様に発振に不安定な振動が見られる²⁾。一方で g の値が超強結合に相当する場合³⁾、先の振動が殆ど見られない。このことから先の不安定な振動は、結合が(強結合では)まだ小さいために生じる Rabi 振動であり、光子-マグノン間でゲインの移行に時間を要するために生じていると考えられる。これは逆に言うと Rabi 振動の様子が消える超強結合ではゲインが瞬時に移行されるため、マグノンの発振という立場に立てばスピントルク(一種のゲイン)に代わる新しい発振原理に相当する。今後、本原理のスピントロニクスへの展開が期待される。

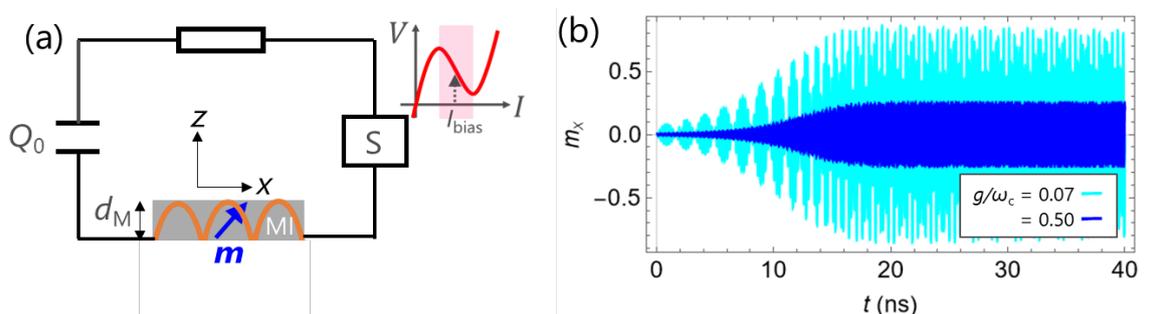


Fig. 1. (a) Magnon-polariton oscillator circuit consisted of a dynamical inductor involving a magnetic insulator (MI). The element “S” denotes an active device with gain and capacitor is charged (Q_0). (b) Time-evolution of the x -component of the magnetization m_x for different coupling rate g/ω_c with $\omega_c/2\pi = 4.5$ GHz. We use material parameters of $Y_3Fe_5O_{12}$ for MI with $d_M = 2,100$ nm.

参考文献

- 1) 三田健太郎, 千葉貴裕他, 「磁気カイラルメタ分子における超強結合マグノン - ポラリトン」, 第71回応用物理学会春季学術講演会[25a-P01-25], 2024年3月25日.
- 2) B. Yao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **130**, 146702 (2023).
- 3) T. Chiba *et al.*, J. Magn. Soc. Jpn. **48**, 21–27 (2024).

磁気カイラルメタ分子での超強結合非相反マグノンポラリトンの観測

富田知志^{A,B}, 三田健太郎^A, 児玉俊之^B, 上田哲也^C, 中西俊博^D, 澤田桂^E, 千葉貴裕^{F,G}

(^A 東北大理, ^B 東北大高教機構, ^C 京都工繊大電子, ^D 京大工, ^E 理研 SPring-8, ^F 東北大学際研, ^G 東北大工)

Observation of ultrastrongly-coupled non-reciprocal magnon-polaritons in magnetochiral metamolecules

S. Tomita^A, K. Mita^A, T. Kodama^A, T. Ueda^B, T. Nakanishi^C, K. Sawada^D, T. Chiba^A

(^ATohoku Univ., ^BKyoto Inst. Tech., ^CKyoto Univ., ^DRIKEN SPring-8)

1 はじめに

固体物理学では素励起を伴った様々な準粒子が活躍する。異なる準粒子を組み合わせることで、物質の新しく興味深い性質が発現することが期待される。磁性体での素励起であるスピン波の準粒子（マグノン）は、交流電磁場（光子）と結合すると、マグノンポラリトンとなる¹⁾。マグノンポラリトンは、ハイブリッド量子系への応用が可能のため、量子情報技術やスピントロニクス分野で注目を集めている²⁾。なかでもマグノンと光子が極めて強く結合した超強結合系（結合強度比が0.1以上）は特に興味深い。本研究ではマイクロ波領域でのメタ分子を用いて、電磁応答が非相反性な超強結合マグノンポラリトンの室温での観測に成功したので報告する。

2 実験方法

金属である銅のカイラル構造（カイラルメタ原子）にフェリ磁性体であるイットリウム鉄ガーネット（YIG）の円柱（磁性メタ原子）を挿入して、磁気カイラルメタ分子を作製した³⁾。メタ分子の長さは約15mmである。時間反転対称性と空間反転対称性が同時に破れている磁気カイラルメタ分子を用いると、10GHz帯のマイクロ波領域で方向非相反性（磁気カイラル効果）が発現することが知られている。磁気カイラルメタ分子をWR-90導波管に入れ、外部直流磁場をかけながら、ベクトルネットワークアナライザを用いて、マイクロ波の複素透過係数に対応する S パラメータ（ S_{21} と S_{12} ）を室温で測定した。導波されるマイクロ波の交流磁場は、カイラル軸及びYIG円柱軸と平行に設定した。

3 結果および考察

Fig. 1は、測定した S_{21} の振幅強度を、縦軸を周波数、横軸を外部直流磁場として二次元プロットしたものである。二次元プロットで黒色から黄色を経て白色になると、マイクロ波の透過が小さくなる。aとa'はカイラルメタ原子での光子の分散であり、cは、YIG磁性メタ原子でのマグノンの分散である。Fig. 1の350mT付近で、光子の分散とマグノンの分散が反交差していることがわかる。反交差でのRabi的分裂幅から見積もった結合強度比は0.22であり、超強結合と言ってよい。WR-90導波管でのマイクロ波交流磁場を介して、カイラルメタ原子と磁性メタ原子が直接結合していることが、この強結合の原因であると考えられる⁴⁾。当日は S_{21} と S_{12} の差分として現れる方向非相反性についても議論する。

安田秀史氏、元田侑希氏、黒澤裕之博士の助言に感謝する。本研究は科研費(JP24H02232, 23K13621, 22K14591)、JST-CREST(JPMJCR2102)により支援されている。

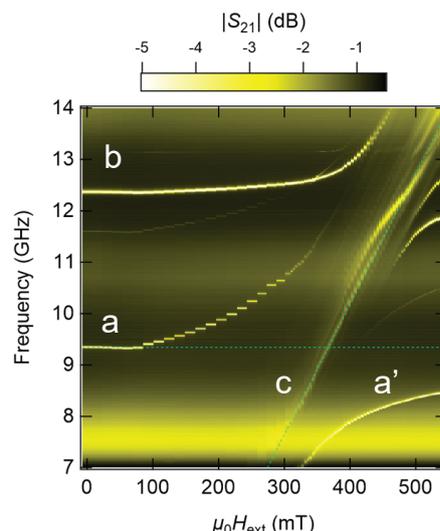


Fig. 1 Experimentally obtained dispersion relations of magnon-polaritons of a single magnetochiral metamolecule.

References

- 1) Harder et al., *J. Appl. Phys.*, **129**, 201101 (2021).
- 2) Lachance-Quirion et al., *Appl. Phys. Expr.*, **12**, 070101 (2019).
- 3) Tomita et al., *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 235501 (2014); *Phys. Rev. B*, **95**, 085402 (2017); *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**, 083001 (2018).
- 4) Mita et al., to be submitted.

反強磁性マグノン伝搬における回転極性の制御と検出

塩田陽一^{1,2}、谷口知大³、林大寿¹、成田秀樹¹、軽部修太郎^{1,2}、
久富隆佑^{1,2}、森山貴広⁴、小野輝男^{1,2}
(¹京大化研、²京大 CSRN、³産総研、⁴名大工)

Handedness detection and manipulation of propagating antiferromagnetic magnons

Y. Shiota^{1,2}, T. Taniguchi³, D. Hayashi¹, H. Narita¹, S. Karube^{1,2}, R. Hisatomi^{1,2}, T. Moriyama⁴, T. Ono^{1,2}
(¹Kyoto Univ., ²CSRN, Kyoto Univ., ³AIST, ⁴Nagoya Univ.)

はじめに

磁気モーメントが反平行に結合した反強磁性体は、回転極性の異なる二つの磁気共鳴モードを有しており、その回転極性を利用することでマグノンに偏光自由度を追加することが可能である^{1,2}。前回、われわれは垂直磁化人工反強磁性体 (p-SAF) を用いて広帯域円偏波分解磁気共鳴測定を行い、回転極性の異なる反強磁性共鳴モードの直接計測を報告した³。今回は Pt 層で挟んだ p-SAF をホールバー形状に微細加工し、伝搬する反強磁性マグノンにおける回転極性の制御および逆スピンホール電圧による検出を実証したので報告する⁴。

実験方法

試料は垂直磁化容易軸を持つ Co/Ni 多層膜ベースの人工反強磁性体を用いた。熱酸化膜付 Si 基板上に Ta(2.0)/Pt(5.0)/[Co(0.3)/Ni(0.6)]_{8.5}/Ru(0.42)/[Co(0.3)/Ni(0.6)]_{8.5}/Pt(5.0) [()内の単位: nm] を DC スパッタリング法で成膜後、Fig.1 に示すようなホールバー構造に微細加工を行い、ホールバーから 0.4 μm だけ離れた位置にマグノン励起用のストリップラインアンテナを作製した。パルス変調したマイクロ波をアンテナに印加することでマグノン励起を行い、伝搬してホールバーに到達した反強磁性マグノンは上下 Pt 層による逆スピンホール電圧をロックイン検出することで測定した。

実験結果

まず垂直磁場 ($\theta_H = 0^\circ$) で測定を行ったところ、異常ネレンスト効果に起因する Co/Ni 多層膜の垂直磁化成分に比例する信号しか得られなかった。一方、マグノン伝搬方向に傾斜した磁場 ($\theta_H = 30^\circ$) 下では、マグノン伝搬に起因する磁気共鳴ピークが観測された。また固定磁場下においては逆スピンホール電圧の符号が、反強磁性マグノンの回転極性に依存することがわかり、Fig.2 に示すようにアンテナに印加するマイクロ波周波数を制御することで伝搬する反強磁性マグノンの回転極性の制御・検出に成功した。講演では上下異なる重金属層で挟んだ人工反強磁性体の結果についても紹介し、詳細に議論する。

参考文献

- 1) R. Cheng *et al.*, *Sci. Rep.* **6**, 24223 (2016).
- 2) J. Lan *et al.*, *Nat. Commun.* **8**, 178 (2017).
- 3) Y. Shiota *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* **18**, 014032 (2022).
- 4) Y. Shiota *et al.*, *arXiv*: 2403.06549 (2024).

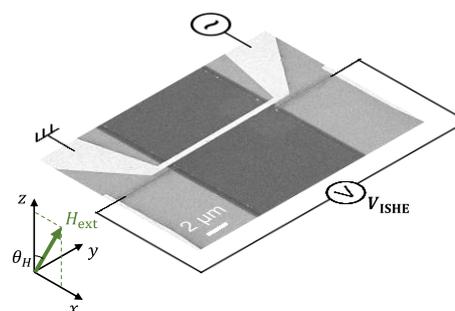


Fig. 1 Schematic of device structure and measurement setup.

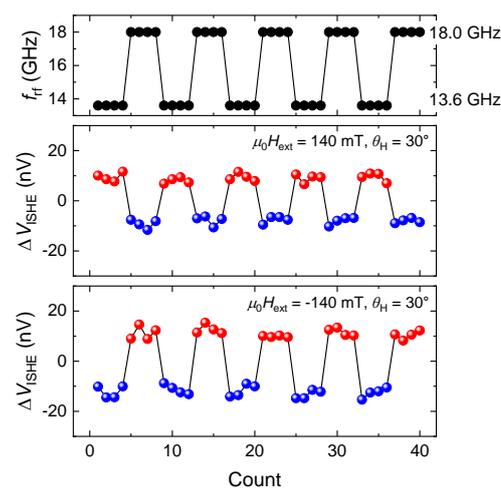


Fig. 2 Handedness detection and manipulation of propagating antiferromagnetic magnons.

Li ドープした NiO の格子歪みと電子相関効果が与える 反強磁性共鳴周波数への影響

名和 憲嗣^{1,2}, 中村 浩次¹
(三重大¹, NIMS²)

Influences of lattice distortion and electron correlation on antiferromagnetic resonance in Li-doped NiO

Kenji Nawa^{1,2} and Kohji Nakamura¹
(Mie Univ.¹, NIMS²)

はじめに

反強磁性体物質の磁化ダイナミクスはテラヘルツ (THz) 周波数帯で動作し, 超高速磁気メモリやテラヘルツ光センシングなど反強磁性スピントロニクスへの応用が期待されている. 反強磁性 NiO は THz 帯の反強磁性共鳴 (AFMR) 周波数を示し, 非磁性カチオン (Li^+ , Mg^{2+}) や磁性カチオン (Mn^{2+}) を NiO にドープすることで AFMR 周波数が変調可能であることが Moriyama らの実験で観測された¹⁾. 我々も第一原理計算による解析から, 実験結果とおおよそ定性的な一致を得るとともに, 各カチオン種による AFMR 周波数変化の起源を明らかにした²⁾. しかし, Li^+ をドープした系では AFMR 周波数は実験値との一致が得られず, その原因として AFMR 周波数が格子歪みと電子相関効果に敏感であることを示唆してきた²⁾. 本発表では, Li ドープした NiO (Li-NiO) に焦点を当て, 引き続き第一原理計算から, 格子歪みと電子相関効果が与える AFMR 周波数への影響を詳細に解析した.

解析方法・結果

AFMR 周波数 (ω_r) を Kittel の式 ($\omega_r = \gamma\sqrt{2H_E H_A}$) に基づき評価した. γ は磁気回転比, H_E と H_A はそれぞれ交換磁場と異方性磁場である. H_E は交換相互作用定数, H_A は磁気異方性定数から算出できる. 第一原理計算にはフルポテンシャル線形化補強平面派法を用い, Ni 3d 軌道の電子相関効果の扱いには +U 法 (GGA+U; $U_{\text{eff}} = 0 \sim 9$ eV) を適用した³⁾. Li-NiO の結晶構造 (Fig. 1) を z 軸方向に Δz だけ膨張 (x, y 軸方向に $\Delta x, \Delta y$ だけ圧縮) させたときの H_E , H_A , ω_r , および全エネルギーの変化を調べた.

例えば $U_{\text{eff}} = 6$ eV において, 格子歪みがないとき ($\Delta z = 0$) は $H_E = 91.3$ T, $H_A = 6.2$ T であり, ω_r として 0.94 THz が得られた. これは実験値 (1.02 THz) より僅かに下回る. 続いて z 軸方向に格子を歪ませたところ ($\Delta z = 1 \sim 6\%$), H_E は Δz に依存して 82.5 ~ 106.3 T の範囲で変化した. H_A は Δz に対して僅かに単調減少する傾向が見られ, $\Delta z = 0$ のときと比べて 5.2 T まで減少した. これらの結果, ω_r は最大で 0.95 THz ($\Delta z = 2\%$), 最小で 0.82 THz ($\Delta z = 6\%$) が得られ, 格子歪みによる AFMR 周波数は $\Delta\omega_r \sim 0.13$ THz の幅で変化した. 発表では実験結果とも比較しながら, 格子歪みと電子相関効果による ω_r の変化を示し, その起源を考察する.

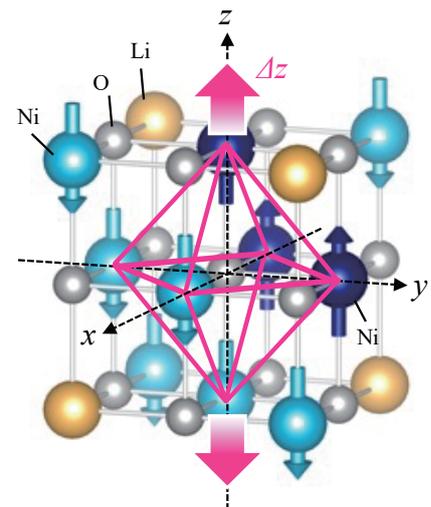


FIG. 1 Crystal structure of Li-doped NiO, $\text{Li}_{0.125}\text{Ni}_{0.875}\text{O}$, where the lattice is expanded and compressed along z axis and in xy plane.

This work is partly supported by JSPS KAKENHI (No. JP22K14290, JP21K03444, JP21H04562), the Center for Spintronics Research Network, Osaka University, and Cooperative Research Project of the Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University. Computations were performed by Numerical Materials Simulator at NIMS.

参考文献

- 1) T. Moriyama *et al.*, Phys. Rev. Mater. **4**, 074402 (2020).
- 2) K. Nawa *et al.*, Phys. Rev. Appl. **21**, 034040 (2024).
- 3) K. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. B **67**, 014420 (2003); K. Nawa *et al.*, Phys. Rev. B **97**, 035117 (2018).

Predicted multiple Walker breakdowns for current-driven domain-wall motion in antiferromagnets

Mu-Kun Lee¹, Ruben M. Otxoa^{2,3}, and Masahito Mochizuki¹

¹Department of Applied Physics, Waseda University, Tokyo 169-8555, Japan

²Hitachi Cambridge Laboratory, Cambridge CB3 0HE, UK

³Donostia International Physics Center, San Sebastian 20018, Spain

Spintronics based on antiferromagnets has attracted significant attention in recent decades due to their advantages over ferromagnets including, e.g., the absence of stray fields and high-speed operation in terahertz range. Meanwhile, it is well-known that a ferromagnetic domain wall (DW) suffers from Walker breakdown under a large current or magnetic field, which causes the DW to lose its rigid texture and decrease its velocity. The antiferromagnetic DW has been proposed to be immune to Walker breakdown such that its speed is limited by the magnon maximal velocity which is much higher than the breakdown threshold velocity in ferromagnets. In this work [Ref. 1], we challenge this common belief by theoretically discovering possible emergence of reentrant Walker breakdowns for current-driven domain walls in layered antiferromagnets, in drastic contrast to the unique Walker breakdown in ferromagnets.

Based on analytical calculation and micromagnetic simulation, we first unambiguously demonstrate the dominant efficiency of current-induced staggered spin-orbit torque (SOT) in layered antiferromagnets [e.g., Mn₂Au, CuMnAs, see Fig. 1(a)] over spin-transfer torque (STT) to drive DW motion as shown in Fig. 1(b). Intriguingly, we find the DW velocity driven simultaneously by both STT and SOT is not a simple addition of those driven by STT and SOT separately, and there is a nonlinear dependence of velocity on applied current. We resolve these mysteries by considering the relativistic Lorentz contraction of DW width uniquely existent in antiferromagnets, and our analytical calculation of DW speed agrees with the simulated result with high precision [Fig. 1(b)].

The Lorentz contraction of DW width not only gives rise to the nonlinear velocity, but also induces novel nonlinear dependence of the hard-axis tilt angle of the DW texture on current, from which we derive and predict the possibility of reentrant Walker breakdown and Walker regimes for DWs in layered antiferromagnets, as shown in Fig. 1(c). The physical mechanism of this exotic behavior stems from the competition between STT plus SOT which depend on the nonlinearly contracted DW width and the torques exerted by antiferromagnetic exchange interaction and anisotropy energy. The DW speeds in each regime are calculated either analytically or numerically. Our findings are proposed to be observable experimentally in synthetic antiferromagnets, and the similar idea can be extended to other topological magnetic textures such as antiferromagnetic skyrmions. We expect our work will provide important information for the development of spintronics based on antiferromagnetic textures.

Reference

- 1) M.-K. Lee, R. M. Otxoa, M. Mochizuki, arXiv:2312.10337 (2023)

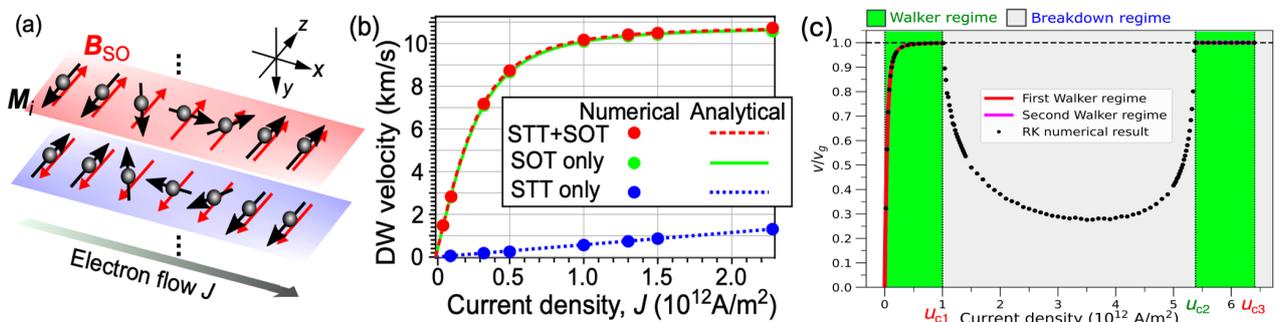


Fig. 1 (a) Schematics of the layered antiferromagnetic system, with M_i being the magnetization vector at site i and B_{SO} the staggered spin-orbit field. (b) Numerical and analytical results of the DW velocities. (c) Predicted multiple Walker regimes, with curves being analytical DW velocities in Walker regimes, and dots representing terminal (time-averaged) velocities in Walker (breakdown) regimes numerically calculated by Runge-Kutta (RK) method.

強磁性 FePt 薄膜における電磁波吸収発電

平田武豊、強博文、宮町俊生、水口将輝

(名古屋大学)

Electromagnetic wave absorption power generation in ferromagnetic FePt thin films

T. Hiratra, B. W. Qiang, T. Miyamachi, M. Mizuguchi

(Nagoya Univ.)

はじめに

近年、持続可能な社会実現に向け、熱や振動などのエネルギーを活用する環境発電への関心が高まっている。電磁波は周辺環境に存在しており、そのエネルギーの電力利用や関連現象に関心が集められている。これまでに、電磁波を照射することにより励起した強磁性共鳴を利用して強磁性金属膜に給電する研究が報告されており、強磁性体を活用した電磁波発電は興味深い現象である[1]。そこで本研究では、磁気異方性が異なる強磁性薄膜を用いることによって、外部磁場不要の電磁波吸収発電を行うことを目的とした。強磁性材料として、 $L1_0$ 型規則化構造をとった際に大きな一軸磁気異方性を持つ硬磁性材料である FePt を選択した。FePt の $L1_0$ 構造は成膜温度によってその規則度に変化することが知られている。作製した FePt 薄膜に特定の周波数の電磁波を照射し、発生する起電力を測定することにより、発電現象の観測を行った。

実験方法

マグネトロンスパッタリング法により、MgO(001)単結晶基板上に膜厚 10nm の FePt を成膜した。成膜温度を 300~700°Cの間で変化させ、磁気異方性の異なる薄膜を作製した。薄膜の磁気特性を磁気光学カー効果 (MOKE) により行い、磁気異方性の大きさを評価した。ネットワークアナライザーから出力した電磁波を平面アンテナから薄膜に垂直に照射することにより、電磁波を照射した。電磁波照射時における発生電圧の測定は、薄膜にアルミワイヤーボンディングを施して接続したナノボルトメーターを用いて行った。

実験結果

MOKE 測定の結果、成膜温度に依存して、磁気異方性の大きさが大きく変化したことを確認した。5~15GHz の電磁波を薄膜に照射した状態で電圧を測定したところ、それぞれの周波数で大きさが異なる直流起電力が観測された。また、起電力がピークをとる周波数は、FePt の磁気異方性に依存して変化することが分かった。講演では、電磁波吸収発電量の周波数依存性についても詳細に議論する。

参考文献

[1] Y. Nogi *et al.*, AIP advances, **11**, 085114 (2021).