

DPC STEM 法を用いた永久磁石中の磁壁幅直接計測

村上善樹¹、関岳人^{1,2}、幾原雄一^{1,3}、柴田直哉^{1,3}

(¹ 東京大学大学院工学系研究科総合研究機構, ² JST さきがけ, ³ ファインセラミックスセンター ナノ構造研究所)

Direct measurement of magnetic domain wall width in permanent magnets by DPC STEM

Y. O. Murakami, T. Seki, Y. Ikuhara, N. Shibata

¹Institute of Engineering Innovation, The University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan, ²JST presto, ³Nanostructures Research Laboratory, Japan Fine Ceramics Center, Atsuta-ku, Nagoya, Japan

はじめに：走査透過型電子顕微鏡法 (Scanning Transmission

Electron Microscopy: STEM) は材料中の構造・組成を高い空間分解能で観察できる手法である。Fig. 1 に示す分割型検出器を用いて透過電子線のローレンツ偏向を検出し、試料中の磁場分布を実空間で可視化する微分位相コントラスト (differential phase contrast:

DPC) 法[1]は、STEMによる磁場観察手法であり、近年開発された無磁場環境原子分解能 STEM[2]と組み合わせることで原子磁場の直接観察に成功[3]するなど、高い空間分解能を持つ。また、従来 DPC 像には電子線回折に起因する電磁場以外のコントラストが重畳する問題があったが、電子線をわずかに傾斜させ、さまざまな回折条件の DPC 像を平均化することで精度の高い電磁場計測が可能となった[4,5]。ナノスケールの磁壁幅は局所領域の交換剛性と結晶磁気異方性に依存することで知られる。本研究[6]では、Nd-Fe-B 系およびフェライト系の永久磁石の各種試料において DPC 法を用いた磁壁幅の直接計測を行った。

実験方法：Nd-Fe-B 系異方性磁石に La を浸透させ主相結晶粒内に Nd の濃度勾配を施した La 置換型 Nd-Fe-B 系試料と、La 置換のない従来型 Nd-Fe-B 系試料、また Sr 系および Ca-La-Co 系フェライト磁石試料を用意し、収束イオンビーム装置等を用いて TEM 試料を作製した。La 置換型 Nd-Fe-B 系試料では、低倍率の DPC 観察と EELS 観察により同一結晶粒内の Nd-rich 領域と Nd-poor 領域に位置する 1 本の磁壁を特定し、それぞれの領域で高倍率 DPC 像を取得した。従来型 Nd-Fe-B 系試料およびフェライト系試料でも同様に高倍率 DPC 像を取得した。

実験結果：Fig.2 に従来型 Nd-Fe-B 系試料で取得した高倍率 DPC 像を示す。4 種類の試料の組成の異なる計 5 つの領域で同様の像を取得した。それぞれ磁壁に沿った平均化により得たプロファイルに対して磁壁の解析解 $y = \tanh(x/d)$ でフィッティングを行い、磁壁幅 $w = \pi d$ を計測した。回折コントラストの影響やフィッティング領域の影響も調査し誤差を算出した。従来型 Nd-Fe-B 系試料での測定値は 6.7 ± 0.8 nm であり、原子論的スピンモデルのシミュレーションによる報告値[7]と良い一致を示した。Nd-Fe-B 系と Ferrite 系の差に加え、Nd 濃度や Co 濃度による磁壁幅の変化をも直接測定することに成功した。詳細は講演にて述べる。

参考文献：1) N. Shibata *et al.*, Acc. Chem. Res., (2017) 5) S. Toyama *et al.*, Ultramicroscopy, (2022)
2) N. Shibata *et al.*, Nat. Commun. (2019) 6) Y. O. Murakami *et al.*, Ultramicroscopy, submitted.
3) Y. Kohno *et al.*, Nature, (2022). 7) M. Nishino *et al.*, Physical Review B, (2017)
4) Y. O. Murakami *et al.*, Microscopy, (2020)

謝辞：本研究に用いた Nd-Fe-B 系磁石は(株)トヨタ自動車の木下昭人様および庄司哲也様から、フェライト系磁石は(株)プロテリアルの穴井克樹様、小林義徳様および川田常宏様からご提供いただきました。

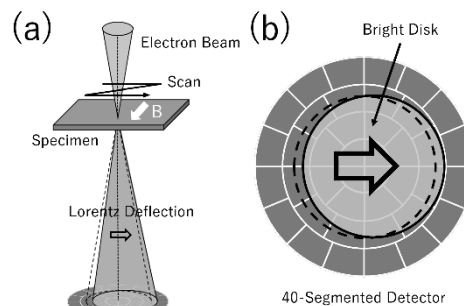


Fig. 1 (a) DPC STEM の概略図. (b) 40 分割の分割型検出器と ADF 検出器の概略図. 中心の白いディスクは透過電子ディスクを表す.

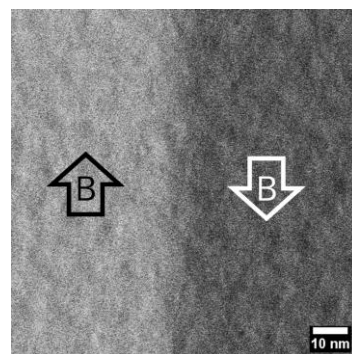


Fig. 2 Sr フェライト試料で取得した DPC 像. 矢印は磁場の方向を示す.

直流磁場計測・交番磁気力顕微鏡の開発： 2 重型空芯コイルを用いた磁場勾配と磁場の単独検出

江原 廉、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Development of alternating magnetic force microscopy for DC magnetic field imaging:
Independent detection of magnetic field gradient and magnetic field by using double air core coils

R. Ehara, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 磁気力顕微鏡は磁場勾配を検出しているため、空間分解能は優れるものの測定量の定量性に劣ることが課題であった。我々は試料表面の磁気力を高空間分解能で単独検出できる交番磁気力顕微鏡 (Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM) において、超常磁性探針 (探針磁化が磁場印加により印加磁場強度に比例して磁場方向に発生) を観察試料面に垂直な交流磁場で励磁することで、試料面に垂直な磁場成分のみの検出を実現しており、さらに探針の励磁に磁場の空間分布が既知の空芯コイルを用いることで、磁石試料の直流磁場勾配 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ と直流磁場 H_z^{dc} の分離抽出法を提案している。本報告では、2つの空芯コイルから構成される複合コイルを用いて、コイルの交流電流を同相および逆相に流すことで、 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ と H_z^{dc} の単独検出を試みた。

実験方法 Fig.1 (a)~(f)に複合コイル中心部の交流磁場の模式図および交流磁場 H_z^{ac} と交流磁場勾配 $\partial H_z^{ac} / \partial z$ の空間分布を示す。図(a),(b),(c)は、順方向接続時、図(d),(e),(f)は逆方向接続時の場合である。探針に試料面に垂直方向の交流磁場 $H_z^{ac} \cos(\omega t)$ を印加すると、探針にかかる磁場 \mathbf{H} は、試料から発生する直流磁場を \mathbf{H}^{dc} とすると、 $\mathbf{H} = \mathbf{H}^{dc} + H_z^{ac} \cos(\omega t) \mathbf{e}_z$ となり、探針磁化 \mathbf{m}^{tip} が磁場に比例する ($\mathbf{m}^{tip} = \chi \mathbf{H}$) ので、A-MFM が検出する磁気力勾配は超常磁性探針を超常磁性粒子の集合とすると磁気力勾配

$$F_z' = \frac{\partial F_z}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial U}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_i (-\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{H}_i) \right) \right) \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{\partial}{\partial z} \left(\int -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} dz \right) \right) = \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H})$$

の ω 成分は、

$$F_z'(\omega_m t) = 2\chi^{tip} \cos(\omega_m t) \frac{\partial}{\partial z} \int_{V_{tip}} \left(H_z^{ac} \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z} + \frac{\partial H_z^{ac}}{\partial z} H_z^{dc} \right) dV = 2\chi^{tip} \cos(\omega_m t) \left(H_z^{ac} \frac{\partial H_z^{dc}}{\partial z} + \frac{\partial H_z^{ac}}{\partial z} H_z^{dc} \right)$$

となる。

探針を複合コイル中心に設置した場合、順方向接続時には、探針にかかる H_z^{ac} は最大となり $\partial H_z^{dc} / \partial z$ はゼロになるので、 $F_z' = 2\chi(H_z^{ac} (\partial H_z^{dc} / \partial z)) \cos(\omega t)$ が測定され、 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ の単独検出が可能になる。一方、逆方向接続の場合、 H_z^{ac} はゼロになり、 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ が最大となり、

$F_z'(\omega t) = 2\chi((\partial H_z^{ac} / \partial z) H_z^{dc}) \cos(\omega t)$ が測定され、 H_z^{dc} の単独検出が可能になる。観察試料には、NdFeB 磁石を用い、超常磁性探針は Si 探針母材に Co-GdO_x 超常磁性薄膜を 100 nm 成膜したものを用いた。

実験結果 Fig.1(g)は順方向接続時の A-MFM 像 ($\partial H_z^{dc} / \partial z$ 像) であり、Fig.1(h)は Fig.1(g)を積分変換処理¹⁾した像 ($\int (\partial H_z^{dc} / \partial z) dz = H_z^{dc}$ 像) である。Fig.1(i)は逆方向接続時の A-MFM 像 (H_z^{dc} 像) である。図(i)は信号強度が弱いものの、図(g)と磁場分布の特徴が一致していることがわかる。以上より、直流磁場勾配像 $\partial H_z^{dc} / \partial z$ と直流磁場像 H_z^{dc} の単独検出をほぼ実現できたと考えている。今後は、 H_z^{dc} の測定精度の向上や、外部からの直流磁場印加による A-MFM 信号の変化を用いた H_z^{dc} 値の校正を検討する予定である。

1) 日本磁気学会 磁気イメージングハンドブック 共立出版 2010年 p 95-p128

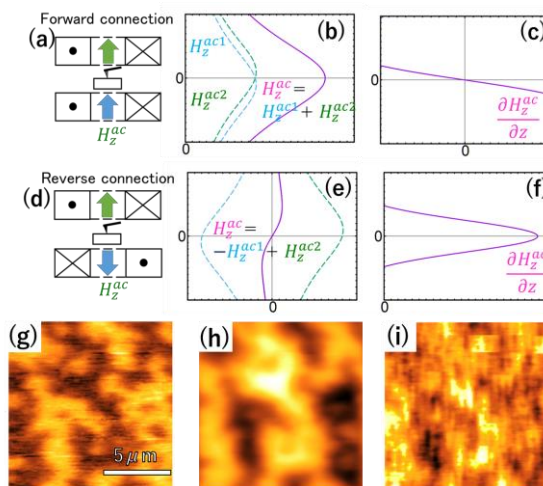


Fig 1 Magnetic field and magnetic field gradient distributions of a two-layer air-core coil [(a)~(f)] and A-MFM images of (g) $\partial H_z^{dc} / \partial z$, (h) $\int (\partial H_z^{dc} / \partial z) dz$, (i) H_z^{dc} .

交番磁気力顕微鏡によるソフト磁性薄膜の磁壁移動イメージング： 磁場方向を制御可能な複合型空芯コイルの試作

鈴木 魁智、M. Makarova、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Domain wall displacement imaging of soft magnetic film by alternating magnetic force microscopy:
Fabrication of composited air core coils for controlling magnetic field direction

K. Suzuki, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに

モータやトランスなどの鉄心に使用するソフト磁性材料の性能向上には、磁区構造を交流磁場下で観察し磁気特性との相関を知ることが重要である。しかしながら磁気力顕微鏡(MFM)観察では、強磁性探針を用いた場合、静磁場観察においても探針からの漏洩磁場により容易に試料の磁区構造が変化する問題があった。一方、我々はこれまで、試料表面近傍で交流磁場を検出可能な交番磁気力顕微鏡(Alternating Magnetic Force Microscopy; A-MFM)において、残留磁場がゼロの超常磁性探針を用い、交流磁場を印加することでパーマロイ・パターンド薄膜の磁壁構造や磁壁移動のイメージングに成功している¹⁾。Fig.1(a)、(b)に交流磁場を試料面に垂直および垂直方向から 5° 程度傾けて印加した場合のA-MFM像を一例として示す。図(a)では静止したネール磁壁が観察でき、図(b)では、左右に移動する磁壁の移動範囲が観察できる。交流磁場方向の調整はこれまで、交流磁場源としてフェライトコアを用い、3点支持台によりフェライトコアの傾きを変化させて行っていた。このため磁場方向の調整が容易でなく、磁場方向を適宜変化させて観察することは困難であった。

本研究では、交流磁場源として空芯コイルを用い、空芯コイルを組み合わせることで、交流磁場方向を制御することを試みた。

磁壁移動イメージング用交流磁場コイルの試作

Fig.2(a),(b)に2つのコイルから構成される複合型空芯コイルとその発生磁場の模式図を示す。磁場方向は2つのコイルの磁場の重ね合わせで決定される。図(b)よりコイルに流す電流の大きさと位相差を制御することで、磁場方向が変化することがわかる。ここで観察試料面に垂直方向の磁場成分は超常磁性探針の磁化を周期的に変化させることに用いられ、観察試料面に平行方向の磁場成分は磁壁を周期的に移動させることに用いられる。周期的に変化する探針磁化に、移動する磁壁から周期的に磁場が印加されることにより、A-MFM信号が発生し磁壁移動が画像化される¹⁾。この複合コイルを2組用い、個々の面内磁場成分が直交するように配置し、各組のコイルの電流の大きさと位相差を調整することで、観察試料面に印加する面内磁場方向を任意に変化させることが可能になる。学会では、試作した複合型空芯コイルを用いた磁壁移動イメージングの観察結果について報告する。

参考文献

1) 成田, 齊藤 他, 第44回日本磁気学会学術講演概要集, 15pD-1, 124 (2020)

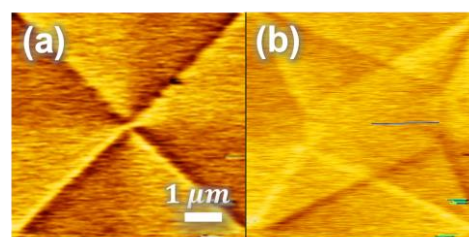


Fig.1 A-MFM images with perpendicular AC magnetic field [(a)] and inclined AC magnetic field [(b)] of permalloy patterned film.

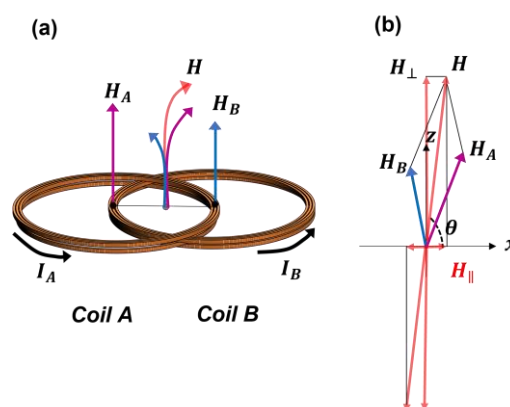


Fig.2 Schematic diagrams of composited air core coil [(a)] and generating resultant AC magnetic field [(b)]

交番磁気力顕微鏡を用いた高周波磁場イメージングに向けた 導波管・進行波アンテナを用いた強磁性共鳴検出方法の検討

梅田 尚優希、林 慧太、M. Makarova、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Detection method of ferromagnetic resonance by using traveling-wave waveguide antenna
for alternating magnetic force microscopy for high-frequency magnetic field imaging

N. Umeda, K. Hayashi, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 近年、磁気記録におけるマイクロ波アシスト方式や高周波無線通信技術の進展等により、マイクロ波領域における磁性材料の微視的な強磁性共鳴現象や電磁波吸収特性等の理解が重要になっている。このため我々は、これまでに開発した交番磁気力顕微鏡（磁気力を試料表面で単独検出可能であり、高空間分解能を有する）に、新たに開発した高周波磁場照射源（導波管・進行波アンテナ）を付加することで高周波磁場イメージングへの応用を進めている。本研究では強磁性共鳴イメージングに先立ち、観察試料の強磁性共鳴条件を探るために、開発した導波管・進行波アンテナを用いて、強磁性共鳴検出方法を検討した結果を報告する。

実験方法および結果 強磁性体試料の強磁性共鳴は試料のマイクロ波吸収量の変化から調べた。Fig. 1 に強磁性共鳴検出に使用した実験系の模式図を示す。マイクロ波は方向性結合器を介して同軸・導波管変換器により導波管に導入した。試料は導波管の開放端に導波管と電氣的に接触しない状態で設置した。試料には導波管からのマイクロ波磁場と直交方向から直流磁場を電磁石を用いて印加した。導波管は TE₁₀ モードで使用した。

最初に、試料がない状態で大気中にマイクロ波が全て放射するように、導波管内でインピーダンス整合を行った。その際には、方向性結合器の反射電力をモニターし、反射電力がほぼゼロになるように、導体針を導波管広管壁の中央に設けたスリットに接触させながら挿入位置と挿入深さを調整した。

次に試料を導波管開放端に設置して、反射電力をモニターし、マイクロ波がほとんど試料を透過する場合には、試料背面に銅板を設置し、試料を透過してきたマイクロ波を反射させ、方向性結合器の反射電力を測定し、銅板のみの反射電力と比較することにより試料のマイクロ波吸収量を評価した。その際には、試料に印加する直流磁場値を変化させた。

Fig. 2(a), (b) に測定試料を市販のソフトフェライト板 (2cm 角×1mm 厚) とした場合に、マイクロ波磁場周波数を 24 GHz に固定して、(a) では直流磁場をかけず、(b) では直流磁場を 5.80 kOe 印加した場合の反射電力の周波数スペクトルを示す。図中央に 24 GHz の反射電力信号が見られ、図 (b) では反射電力信号が最も減少しており、強磁性共鳴が推察される。

Fig. 3 に、反射電力が極小となった条件でのマイクロ波磁場周波数と直流磁場の関係図を示す。Kittel の扁平な回転楕円体の長手方向に直流磁場を印加した際の強磁性共鳴式 $\omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi(N_z - N_x)M_s)}$ を用いて、計算した近似曲線も合わせて示す。図より反射電力が極小となる点は強磁性共鳴で説明できることがわかる。学会では、これらの詳細およびハードフェライト試料等の種々の試料についての測定結果について報告する予定である。

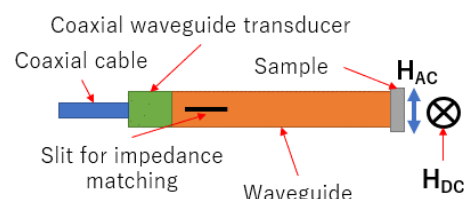


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup for detecting ferromagnetic resonance.

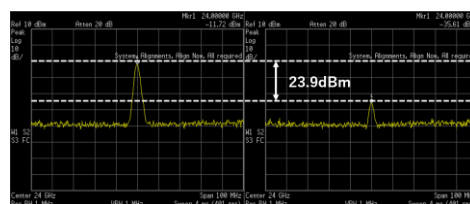


Fig. 2 Frequency spectra of (a) off and (b) on ferromagnetic resonance.

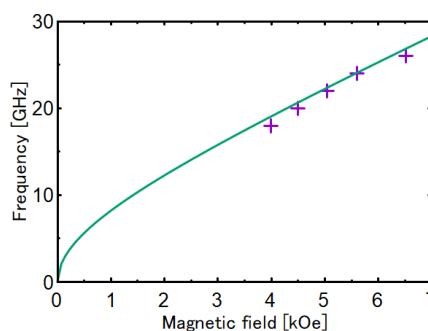


Fig. 3 Maximum microwave absorption conditions.

交番磁気力顕微鏡を用いた高周波磁場イメージングに向けた 12-40 GHz 帯導波管・進行波アンテナの開発

林 慧太、梅田 尚優希、M. Makarova、園部 博、松村 透、齊藤 準
(秋田大理工)

Development of 12-40 GHz traveling-wave waveguide antennas for alternating magnetic force microscopy
for high-frequency magnetic field imaging

K. Hayashi, N. Umeda, M. Makarova, H. Sonobe, T. Matsumura, H. Saito
(Akita Univ.)

はじめに 近年、磁気記録におけるマイクロ波アシスト方式や高周波無線通信技術の進展等により、マイクロ波領域における磁性材料の微視的な強磁性共鳴現象や電磁波吸収特性等の理解が重要になっている。このため我々は、これまでに開発した交番磁気力顕微鏡(Alternating magnetic force microscopy; A-MFM)用に高周波数帯まで使用できるマイクロ波磁場照射源の開発を進めている。ここで A-MFM は、磁気力を試料表面で単独検出可能であり、高空間分解能を有する特徴がある。本報告では最大周波数が 40 GHz の WR-28 規格 (26.4 ~ 40 GHz) の方形導波管を含む導波管・進行波アンテナのマイクロ波放射性能と、導波管アンテナの高周波磁場検出用探針材料 (Co-GdO_x 超常磁性薄膜) の磁場応答性評価への適用結果について述べる。

結果 試作した導波管アンテナを交番磁気力顕微鏡に組み込む際には、導波管アンテナへのマイクロ波電力の供給は、マイクロ波電源から方向性結合器を介して行う。導波管アンテナでは導波管の開放端からマイクロ波を試料に照射するが、導波管にはマイクロ波を効率よく放射できるようにインピーダンス整合機構が設けられている。インピーダンス整合の際には、方向性結合器の反射電力をモニターし、反射電力がほぼゼロになるように、導体針を導波管広管壁の中央に設けたスリットに接触させながら挿入位置と挿入深さを調整した。

Fig.1 に WR-62 規格 (11.9~18 GHz) および WR-42 規格 (17.6~26.7 GHz) の方形導波管で構成した導波管アンテナの大気開放およびガラス基板に対するインピーダンス整合後の反射電力の周波数依存性を示す。同図には方向性結合器で測定した導波管アンテナへの投入電力も合わせて示した。図に見るように大気開放時以外に、インピーダンス整合を行わないとマイクロ波が反射するガラス基板においても、インピーダンス整合によりマイクロ波を無反射で放射できることがわかった。

Fig.2 に WR-42 規格 (17.6~26.7 GHz) および WR-28 規格 (26.4~40 GHz) の方形導波管で構成した導波管アンテナで測定した Co-GdO_x 超常磁性薄膜 (超常磁性薄膜の背面にマイクロ波反射用の銅板を配置している) の反射電力の周波数依存性を示す。超常磁性薄膜の膜厚は 100nm で基板はガラスである。反射電力は銅板のみの反射電力を 100%として規格化した。図に見るように、超常磁性薄膜においては、30 GHz を超えても、銅板のみの場合と比較して反射電力が 6 割程度であり、4 割程度のマイクロ波が吸収されていることがわかり磁場応答性が確認できた。

現在、導波管アンテナの A-MFM への組み込みを進めており、その詳細は学会で報告する。

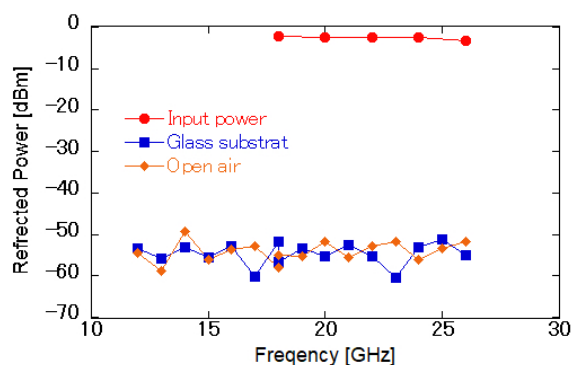


Fig. 1 Frequency dependence of reflection power of glass substrate and open air on fabricated waveguide antenna after impedance

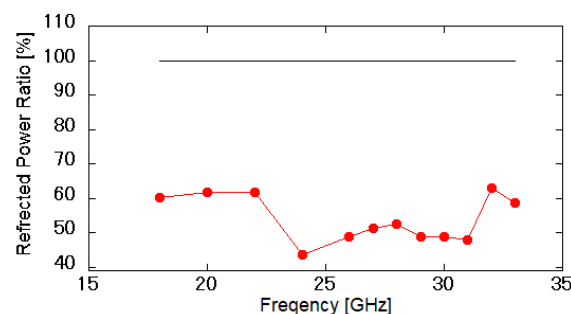


Fig. 2 Frequency dependence of reflection power of Co-GdO_x superparamagnetic film with backside Cu plate.

FM-OFGによる周波数選択性を備えた高周波磁界の高感度検出法

笹田一郎
(笹田磁気計測研究所)

Selective detection of high frequency magnetic field by using a fundamental mode orthogonal fluxgate
Ichiro Sasada (Sasada Magnetics and Sensors Lab)

はじめに

10 kHz~1 MHz帯の高周波磁界の検出にはpickup coilを用いるのが簡単であるが、磁界の振幅がpT程度になると細長いコアに数千~数万ターンの巻線を施したインダクションマグネトメータ[1]が用いられる。本稿では直径が4 cm、巻き数80ターンのpickup coilと基本波型直交フラックスゲート(以下FM-OFG)を用いて、周波数選択性を備え、1 pT程度の高周波磁界を平均化なしで検出する方法を報告する。

センサの構成

Fig. 11にFM-OFGによる高周波磁界検出法を示す。通常と異なる点は、観測したい高周波磁界の周波数 f_s 近傍にFM-OFGの駆動周波数 f_c を設定する。そして結果は $|f_c - f_s|$ の周波数にダウンコンバートされて出力される。FM-OFGは通常の低周波磁界にも応答するので、pickup coil、増幅器、電圧から電流へ変換する抵抗、センサヘッドに磁界を入力するコイルとセンサヘッドをシールドする磁気シールドを用いる。

実験結果

直径59 cmの磁界発生コイルに0.5 μ A, $f_s=54.101$ kHzの電流を流し、その中心に直径4 cm 80ターンのpickup coilを置き、FM-OFGの励磁周波数 $f_c=54.1$ kHzとした。通常の室内環境であるのでFig. 2に示す様に種々の環境磁界が存在する。検出試験のための磁界はFig.2中に矢印で示しているが、他のスペクトル中に埋没しているように見える。検出結果は $|f_c - f_s|=1$ Hzに現れ、Fig. 3に示す。-10秒のところでコイルに0.5 μ Aを通电しているが、対応して1 Hzの波形が現れている。

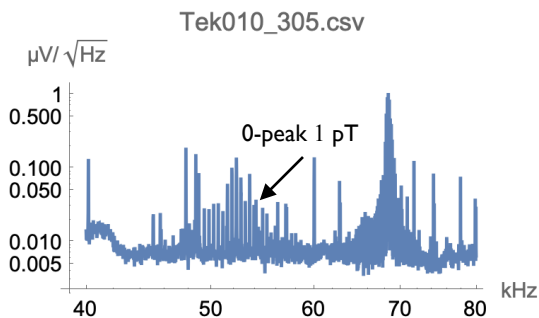


Fig. 2 Environmental magnetic fields and test input field at 54.101 kHz, pointed by an arrow. Observed by a D=4 cm, 80 turn pickup coil with 100 times amplifier.

参考文献

- 例えば, R. J. Prance et. al. Rev. Sci. Instrum., Vol. 74, No. 8, August 2003

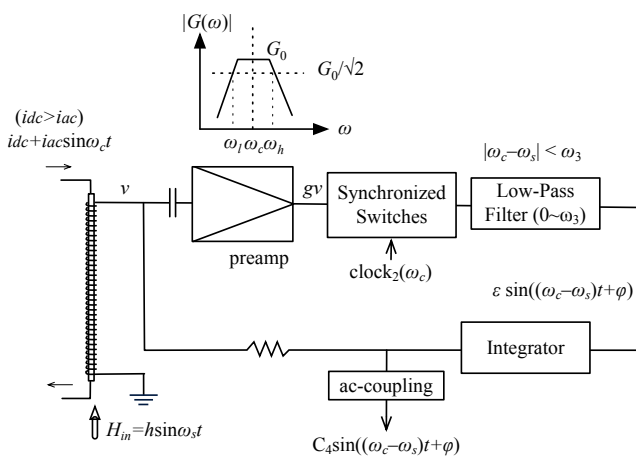


Fig. 1 FM-OFG for a high frequency detection, where ω_c is close to ω_s .

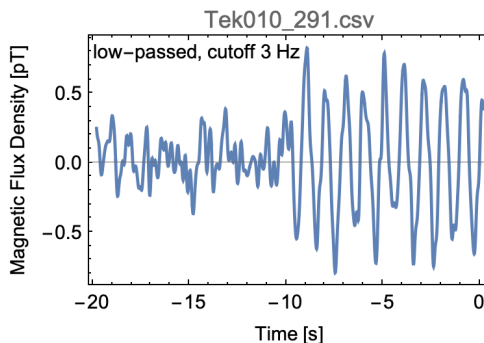


Fig. 3 1 pT magnetic field of $f_s=54.101$ kHz is detected as 1 Hz. The 1 pT magnetic field is turned on in the middle of the time window.

磁性ガーネット薄膜の高周波応答の評価

柘 修一郎, 吉原幹太, 齊藤悠一*, 石山和志**

(東北学院大, *ランカスター大, **東北大)

Evaluation of high frequency response for magnetic garnet film

S. Hashi, K. Yoshihara, Y. Saito*, K. Ishiyama**

(Tohoku-Gakuin Univ., *Lancaster Univ., **Tohoku Univ.)

はじめに

パルスレーザーと磁性ガーネットの磁気光学効果を組み合わせた高周波近傍磁界の測定法について検討を行っている^{(1),(2)}。時間分解磁気光学効果測定法の適用により測定磁界の位相情報の測定も可能であり、より高い周波数帯域の磁界測定のため、フェムト秒レーザーを導入した測定システムを構築した。しかしながら、磁界センサとして用いている磁性ガーネット薄膜の磁気光学効果の高周波応答に依存することから、今回その評価を行ったので報告する。

実験方法及び結果

構築した測定システムの構成図を Fig. 1 に示す。光源にはフェムト秒レーザー (波長: 1030nm, パルス半値幅: 約 200 fs., 繰り返し周波数: 約 40MHz) を用いた。今回は SHG (Second Harmonic Generation: 光第二高調波発生) 結晶により 515nm へ波長変換した光を測定に用いた。磁界検出に用いる磁性ガーネット膜は単結晶の面内等方磁化膜で、表面には誘電体多層膜から成る反射膜が形成されており、反射膜側を底面として MSL (Microstrip line) 上に配置する。直線偏光されたレーザー光を 50 倍の対物レンズを通してその焦点が MSL の片側の端部付近直上に合うように垂直入射する。高周波磁界印加時の MSL 端部付近に生じる磁界により、ガーネット膜面直方向への磁化の立ち上りに応じたファラデー効果により、偏光状態が変化した反射光をプリズムで分離した後、フォトディテクタで差動検出 (バランス検出) する。またレーザーの発光の繰り返し周波数と MSL に印加する高周波信号を同期することで、繰り返し周波数の整数倍の周波数の特定位相でのみレーザーが発光する。さらに高周波信号を低周波のパルスで変調し、その変調周波数をロックインアンプの参照信号としてディテクタの出力電圧を計測する。

アルミナ基板上に形成した長さ 10mm, 線幅 95 μ m の MSL に、レーザーの繰り返し周波数の整数倍の周波数の信号を印加し 40GHz まで変化させたときのファラデー回転角の測定結果を Fig. 2 に示す。周波数の上昇に伴いファラデー回転角は減少していくことがわかる。但し、用いた MSL の反射特性の測定結果より、周波数の上昇に伴って反射の値が大きくなることから、MSL 端部に生じる磁界強度も低下しているものと思われる。ガーネット膜の高周波応答特性の評価には、さらなる検討が必要であると思われる。

参考文献

- 1) H. Nasuno, S. Hashi, K. Ishiyama: IEEE Trans. Magn., 47, 4011~4013 (2011)
- 2) 柘修一郎・齊藤悠一・石山和志: 令4電気学会A部門大、15-A-p1-5

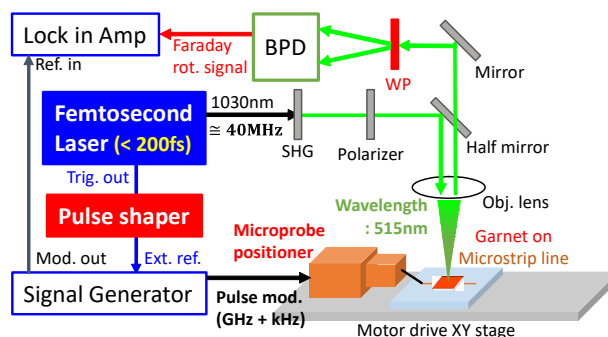


Fig. 1. Schematic diagram of measurement system

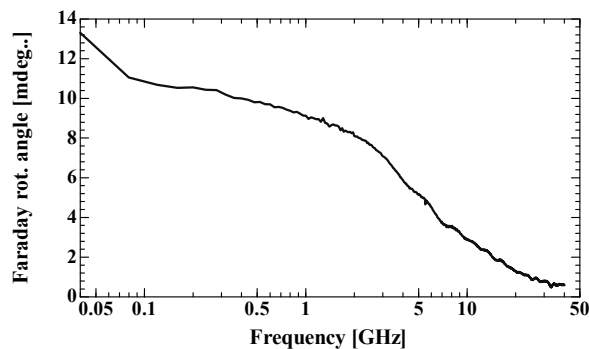


Fig. 2. Frequency dependence of Faraday rotation angle for magnetic garnet film up to 40 GHz

シールドイドループコイル法による高周波透磁率測定の高帯域化

中村貴志 佐藤裕磨 板垣篤 宮澤安範* 山口正洋*
(凌和電子 *東北大)

Higher-frequency permeability measurement using shielded loop coil method

T. Nakamura, Y. Sato, A. Itagaki, Y. Miyazawa*, M. Yamaguchi*

(Ryowa Electronics Inc. Tohoku Univ.)

まえがき 高周波磁性材料は、マイクロ波～ミリ波帯で動作する 5G 以降の無線通信機器の誘導部品および電磁ノイズ抑制体の新しい候補材料である。それらの比透磁率は 10 未満と想定されるため、従来、高透磁率材料を前提として開発された透磁率測定装置に対して、低透磁率対応と高周波対応が同時に必要である。本論文では、シールドイドループコイル(以下、SLCと略す)型透磁率測定法¹⁾による測定可能帯域を 13.5 GHz²⁾から 20 GHz 以上に拡張するとともに、低透磁率試料の測定にも対応可能としたので報告する。

装置構成と実験結果 SLC 型高周波透磁率測定装置は、側面解放型 TEM セル内部に生じる磁界を励磁源として、短冊状試料を面内方向に励磁し、試料の磁束変化を試料周囲に配置された多層平面 SLC で検出する。VNA から TEM セルへ励磁し、SLC からの検出信号を受信信号とし、 s_{21} から複素比透磁率を算出する。TEM セルは整合終端させるため試料には進行波電磁界が印加される。SLC は電界除去機能を持ち磁界成分のみを検出可能である。

高帯域化と低透磁率対応の基本指針は、治具の小型化である。各 부품の寸法を製品¹⁻²⁾の 4 分の 1 とし、Fig. 1 のとおり試作した。ただし多層プリント配線板上のビアホール寸法には制約があり、指針通りには小型化していない。また K コネクタ (40 GHz) は従来の SMA コネクタ (18 GHz) と同寸のため、TEM セルのコネクタ接続部の基本寸法は不変とした。

一方、校正測定における直流磁界により試料を十分磁気飽和させることが測定精度を高めるために有用である。従来、ヘルムホルツコイルでは 0.1 T、電磁石では 0.5 T を印加可能であったが、本研究では 5 T まで印加可能な超伝導磁石を導入し、直径 50 mm、長さ 500 mm の鏡筒に、試料と測定治具を収めた。

カルボニル鉄コンポジットシートの複素比透磁率を超伝導磁石の鏡筒内で測定し、Fig. 2 にその実部を直流磁界強度に対して示した。試料の設計充填率は 40 vol.%、長さ 4.0 mm、幅 0.8 mm、厚さ 130 μm で、基材は厚さ 500 μm の PET である。磁界強度が 3 T 以上の場合に比透磁率が 1 となり、試料を十分飽和できたことが分かる。これより超伝導磁石の有用性が明らかである。

超伝導磁石による実験にご協力頂いた東北大学・薮上・桑波田研究室の皆様へ感謝します。本研究は、総務省電波資源拡大のための研究開発「不要電波の高分解能計測・解析技術を活用したノイズ抑制技術の研究開発」(JPJ000254)の補助を受けた。

参考文献

- 1) M. Yamaguchi, Y. Miyazawa, K. Kaminishi, Ken-Ichi Arai, Trans. Magn. Soc. Japan, 3, 137-140 (2003).
- 2) M. Naoe, N. Kobayashi, S. Ohnuma, T. Iwasa, K-I Arai, H. Masumoto, JMMM, 391, 213-223 (2015).

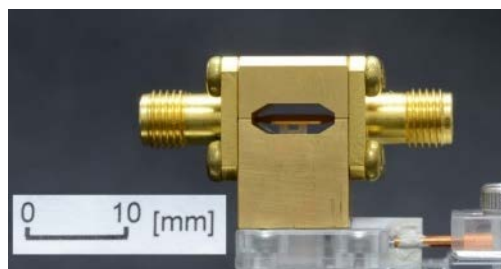


Fig.1 New jig for ≥ 20 GHz measurements

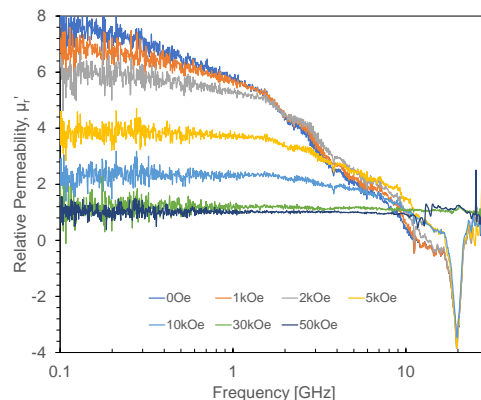


Fig. 2 Measured real part relative permeability of a Carbonyl Iron Powder composite sheet

Bi,Ga 置換 Eu ガーネットの磁化および角運動量補償組成

朝野 航¹、M. A. A. Masud¹、西 敬生²、大島大輝³、加藤剛志³、李 基鎮⁴、河原正美⁵、
Fatima Zahra Chafi¹、西川雅美¹、石橋隆幸¹

(¹長岡技科大、²神戸高専、³名古屋大学、⁴西江大学、⁵高純度化学)

Compensation compositions for magnetization and angular momentum in Bi, Ga-substituted Eu garnets

W. Asano¹, M. A. A. Masud¹, T. Nishi², D. Oshima³, T. Kato³, K. Lee⁴, M. Kawahara⁵,
F. Z. Chafi¹, M. Nishikawa¹, T. Ishibashi¹

(¹Nagaoka Univ. Tech., ²Kobe City College Tech., ³Nagoya Univ., ⁴Sogang Univ., ⁵Kojundo Chem.)

1. はじめに

我々はこれまでに、Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe₅O₁₂ 薄膜を開発し、磁気光学イメージングにおいて 6 GHz の周波数まで可視化することに成功している⁽¹⁾。しかし、さらに高い周波数の測定を高感度に行うためには、高周波特性の改善が必要である。高周波特性を向上させるには、強磁性共鳴の周波数を向上させる必要があるが、フェリ磁性体においては、角運動が消失する角運動量補償組成付近で、強磁性共鳴が大きく増大することが知られている。先行研究で EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ (x=0, 0.5, 1, 1.5, 2) 薄膜を作製・評価を行い、Ga 置換量 1 付近に角運動量補償組成があると考察した。そこで今回は、EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ (x=0.9, 1, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4) 薄膜を作製し、強磁性共鳴(FMR)測定による評価を行った結果について報告する。

2. 実験方法

EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ (x=0.9, 1, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4) 薄膜は、MOD 溶液(BiFeEu(2/5/1)、BiFeEuGa(2/3/1/2)、高純度化学研究所)を各 Ga 置換量に調製した溶液を、Gd₃Ga₅O₁₂ (GGG) (100) 基板に滴下、スピンドーターで 3000 rpm、30 秒間の条件で塗布した。その後、ホットプレートを用いて 100 °C で 10 分間乾燥、450 °C で 10 分間仮焼成を行った。一連の操作を 5 回繰り返した後、マッフル炉を用いて 770 °C で 3 時間本焼成を行った。FMR 測定は、マイクロ波周波数 9.09 GHz、掃引磁場範囲 0-10 kOe、マイクロ波出力 5 mW、磁場印加角度 $\beta = 0-180^\circ$ (面直方向を 0°) として行った。 β を変数として共鳴磁場 H_{res} を数値的に解き、実験で求めた H_{res} の β 依存性に対して最もいいフィッティング曲線を与える数値として結晶磁気異方性定数 K_1 、一軸誘導磁気異方性定数 K_u 、および磁気回転比 γ を求めた⁽²⁾。

3. 結果および考察

Fig.1 に FMR 測定より求めた有効磁気異方性定数 K_{eff} 、および γ を示す。Ga 置換量 1.2, 2 では、FMR スペクトルのピークが他のものと比べ非常に小さく共鳴磁場を確認することができなかった。Ga 置換量 0~1.5 では、 K_u は負の値を示し、結果として K_{eff} が負の値を示した。このことは磁気光学イメージングに用いる際に必要な面内磁気異方性を有していることを意味する。また、Ga 置換量 0.9 の γ が 2.56 MHz/Oe だったのに対し、Ga 置換量 1 の γ は 4.69 MHz/Oe と約 1.84 倍に増加した。この理由は、Ga 置換量 0.9 から 1 の間に角運動量補償組成が存在しているためであると考えられる。詳細は、当日報告する。

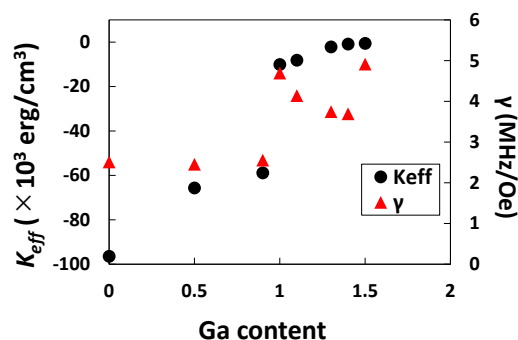


Fig.1 K_{eff} and γ of EuBi₂Fe_{5-x}Ga_xO₁₂ thin films with Ga content of 0 - 2 measured at $\beta = 0^\circ$.

謝辞：本研究の一部は、JSPS 二国間交流事業(JPJSBP120208805)、名古屋大学未来材料・システム研究所共同研究の支援を受けて実施された。

参考文献

(1) T. Ishibashi, J. Magn. Soc. Jpn., **44** (2020) page.108 - 116 (2) R. Urakawa *et al.*, AIP. Adv., **12** (2022) 095322-1 - 8

数 MHz 域における磁化過程の測定

田中大暁, 萬年智介, 磯部高範, 喜多英治, 柳原英人
(筑波大)

Measurement of magnetization process in several MHz range

H. Tanaka, T. Mannen, T. Isobe, E. Kita, and H. Yanagihara
(Univ. of Tsukuba)

1 はじめに

現在, パワーエレクトロニクス分野では, 高速スイッチングが可能な次世代パワー半導体デバイスの活用が進んでいる。これに伴い, 受動素子にも高周波動作への対応が求められている。低損失なインダクタ, トランスなどを実現するためには, 高性能なコア材料の開発が必要である。したがって, 高周波かつ大振幅磁界下における磁化過程を測定し, 特性を評価する技術が不可欠である。

これまでに我々は, LC 共振を利用した励磁コイルと 1 次微分型ピックアップコイルを用いて, 周波数 3.7 MHz, 振幅 0.15 T の交流磁界に対する YIG の磁化過程を測定し, これをもとに装置の較正が可能であることを確認している¹⁾²⁾。しかし, 測定信号に重畳する寄生信号により, より高い精度で損失評価を行うことは困難であった。そこで本研究では寄生信号を抑制した測定系を構築することで改善を試みた。さらにフェライト試料に対して数 MHz 域における磁化過程を測定したので報告する。

2 実験方法

Fig.1 に本研究で構築した $M-H$ 測定装置の概要を示す。励磁コイルは空芯ソレノイドとセラミックコンデンサの直列回路から成る。励磁コイルの電源には, GaN-HEMT を用いたフルブリッジインバータを利用しており, 励磁コイルの共振周波数に近い矩形波電圧を印加することで, 大振幅の正弦波電流を流す。

試料の磁化の検出には, 1 次微分型ピックアップコイル (PUC) を用いた。本研究では直径 2 mm の 1 回巻コイルを 2.5 mm 離して逆方向に巻いたものを作製し, これを励磁コイルが作る磁界の誘導起電力がキャンセルする位置に固定した。測定試料を片方のコイルの中心にセットすることで, 試料の磁気モーメントのみの時間変化による誘導起電力が検出されることになる。

装置の較正試料として直径 0.5 mm の球状単結晶 YIG を用いた。YIG は良好な絶縁物であるため, 高周波域においても渦電流の影響は十分に無視できる。また, 試料形状が球状であることから反磁界補正も容易である。飽和磁化を M_S とすると真球状試料の飽和磁界は, $\mu_0 H_S = M_S/3$ となる。YIG の M_S として文献値を用いて, 磁化飽和領域まで測定した $M-H$ 曲線から, 磁気モーメントおよび試料位置における磁界の値の較正が可能となる³⁾⁴⁾。

3 結果および考察

Fig.2 に 3.7 MHz の交流磁界と, VSM を用いて測定した直流磁界に対する YIG 較正試料の磁化曲線を示す。両者の磁化曲線を比較すると, 飽和に至るまでの全般的な特性はよく一致している。本試料の M_S は既知であるので, 装置で測定した M および H の較正が可能であることを確かめた。また, 較正試料の測定結果をもとに, 本装置を用いてインダクタコアに用いられるフェライト粉末について数 MHz 帯における磁化曲線を測定した。講演ではこれについても紹介する。

参考文献

- 1) 森賢太郎, 萬年智介, 磯部高範, 喜多英治, 柳原英人: 電磁環境/半導体電力変換合同研究会 EMC-21-043, SPC-21-163 (2021).
- 2) 金井雄平, 森賢太郎, 萬年智介, 磯部高範, 喜多英治, 柳原英人: 電気学会全国大会講演論文集, 2-074 (2022).
- 3) P. Lenox, L. K. Plummer, P. Paul, J. E. Hutchison, A. Jander, and P. Dhagat: *IEEE Magnetics Letters*, **9**, 6500405 (2017).
- 4) R. Onodera, E. Kita, T. Kuroiwa, and H. Yanagihara: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **61**, 065003 (2022).

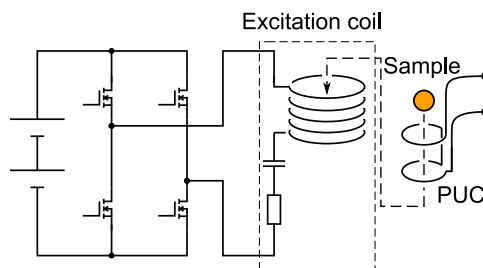


Fig. 1 Diagram of developed measurement system.

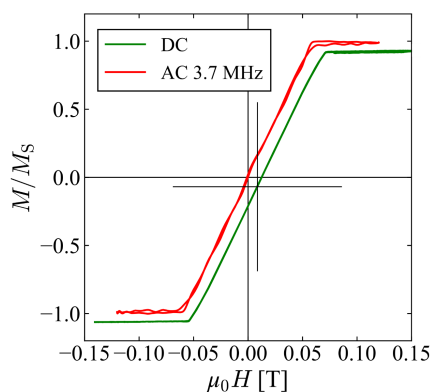


Fig. 2 AC and DC hysteresis curves for YIG sphere sample.

位相情報を含んだ近傍磁界測定によるクロストーク観察

菅原 祐介^{1,2*}, 後藤 太一², 石山 和志²

(¹東北大学大学院 工学研究科, ²東北大学 電気通信研究所)

Observation of Crosstalk by Near Magnetic Field Measurement Including Phase Information

Yusuke Sugawara^{1,2*}, Taichi Goto², Kazushi Ishiyama²

(¹Graduate School of Engineering, Tohoku Univ., ²RIEC, Tohoku Univ.)

1. はじめに

電子基板中の素子の高密度化や電流の高周波化が進むに伴い、ノイズ対策として高周波近傍磁界測定技術が重要になっている¹⁾。そこで我々の研究室では、磁気光学結晶とレーザを用いた低侵襲な磁界測定を検討している。提案手法はプローブが非磁性であるため磁界に対する侵襲性が低く、パルスレーザを使用することでストロボ法により位相情報を含んだ磁界測定が可能なが特徴である²⁾。これらの長所を活かした磁界測定により、ノイズ電流の周波数や強度に加えてその波形や特徴を取得することで、ノイズ源や伝搬経路の特定が容易になると期待される。本報告では、ノイズの一種であるクロストークについて本手法により位相情報を含んだ磁界測定を行った結果を述べる。

2. 実験方法

Fig. 1 に測定対象のマイクロストリップライン(MSL)を示す。2本のMSLの線幅は2.3 mm、特性インピーダンスは50 Ω、線間は0.5 mmである。それぞれのMSLを加害者線・被害者線とし、加害者線にはシグナルジェネレータから信号を入力し片側を50 Ω終端、被害者線は両端を50 Ω終端した。Fig. 1 に点線で示した範囲に磁性ガーネットを近接させレーザを照射すると、磁気光学効果により磁性ガーネットが受ける垂直磁界強度に応じてレーザの偏光面が変化する。よって偏光面の変化した光を検出することで垂直磁界強度が測定可能となる。今回は Fig. 1 に点線で示した範囲について、加害者線へ24 dBm、1 GHzの正弦波を入力した際の基板垂直方向の磁界分布を入力信号の位相ごとに測定した。

3. 結果・考察

Fig. 2(a)に位相ごとの磁界分布測定結果を示す。縦軸は Fig. 1 に示した Y 軸、横軸は入力信号の位相である。加害者線の両端部である Y = 3.0, 0 mm 付近で互いに逆位相の磁界が確認でき、また被害者線の下端部である Y = -3.0 mm 付近でも強度が低いものの磁界が確認できる。Fig. 2(b)は Fig. 2(a)に矢印で示した加害者線と被害者線の磁界強度を取り出し、縦軸に磁界強度、横軸に位相をとってプロットしたグラフである。グラフから被害者磁界の位相は加害者のものから 50 deg 程度遅れていることが伺える。測定結果はシミュレーション結果と整合性があり、提案手法によって電子基板中のノイズの波形や特徴を検出可能であると示すことができた。

4. 参考文献

- 1) 浅井秀樹, 「新回路レベルの EMC 設計」, 2017.
- 2) 荻田健徳, 石田竜太, 後藤太一, 石山和志, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 7, No. 1, pp. 40-44, (2023).

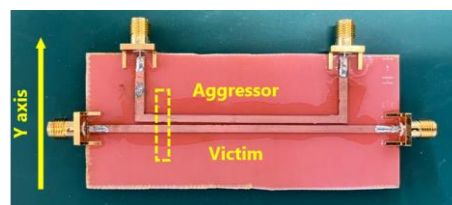
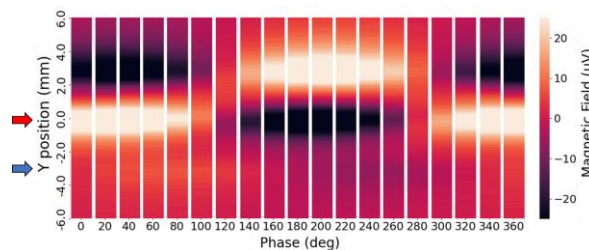
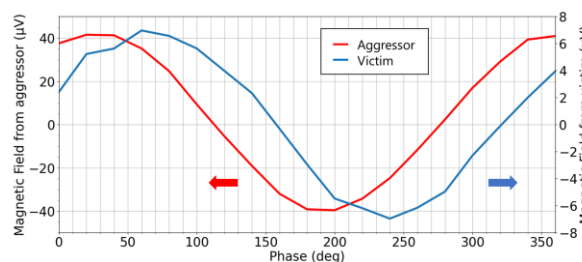


Fig.1. Microstrip lines used for measurements.



(a) Colormap of measured magnetic field.



(b) Magnetic field waveforms of aggressor and victim.

Fig.2. Measured magnetic field distribution.

Ultrafast optical control of magnetization dynamics in ferrimagnet with antiferromagnet-like spin order

Arata Tsukamoto

College of Science and Technology, Nihon University, Funabashi, Chiba, 274-8501, Japan

Ultrafast manipulation and detection of spin dependent phenomena are crucial for future applications on magnetic and spintronic devices. Controlling magnetism by light is one of the promising approaches. For optical manipulation of magnetic systems, femtosecond laser pulses that are among the shortest stimuli with energy and angular momentum in contemporary technologies could serve as an alternative stimulus to trigger magnetization reversal and spin current etc. An ultrashort laser pulse allows excitation of magnetic systems at time scales much shorter than fundamental quantities such as spin precession or typical spin-lattice relaxation times. As an exciting and encouraging example, we reported that a direct demonstration of deterministic All-Optical magnetic Switching (AOS) was observed¹⁻³ in ferrimagnetic GdFeCo alloys in the absence of an external magnetic field at room temperature, which became subject of intense discussion in modern magnetism. In addition, in the similar material system, we have also reported an acceleration of magnetization dynamics originated from the angular momentum compensation phenomenon⁴⁻⁵.

In this talk, I will introduce that excitation and time-resolved observation using ultrashort pulses of various wavelengths play an important role in elucidating the mechanisms of AOS and novel spin dynamics, and in pursuing their potential as magnetization control technology.

In pursuit of the mechanism of dynamic behavior in ferrimagnet, it was desired to clarify the dynamics of each sublattice magnetization in a ferrimagnet having a sublattice magnetization structure with different main magnetic origins and having an antiparallel coupled spin order like an antiferromagnet. Time-resolved element specific measurements (X-ray magnetic circular dichroism) of the sublattice magnetization dynamics when AOS is excited by short pulse laser (visible light) reveal that the time-response characteristics of the magnetization differ between Gd and Fe, resulting in the emergence of a transient ferromagnetic state⁶. It was later found that having such a difference in antiparallel coupled magnetization response plays an important role in the mechanism of the deterministic AOS phenomenon. In addition, it was found that AOS can be excited even by pulsed THz light with low photon energy, and that the pulse length is one of the important driving conditions⁷⁻⁸.

From a technological point of view, it is desired to minimize the light controllable spatial size. After exciting AOS in a small area of TbFeCo by a gold two-wire antennas with short pulse laser (visible light), the magnetic behavior under the antenna structure was observed with time resolved resonant X-ray holography and magnetic circular dichroism⁹. It was shown that ultra-high-speed magnetization reversal can be achieved in a down scaling to about 50 nm by the AOS phenomenon. Furthermore, by actively utilizing the properties of light, layer-selective magnetization reversal control of multilayer magnetic films is also possible by controlling incident light polarization¹⁰. In this talk, the possibility of magnetic control and magnetic measurement using light will be introduced.

Acknowledgement This work was partially supported by JST-Mirai Program (Grant No. JPMJMI20A1) and JSPS KAKENHI (Grant No. JP21K04184).

Reference

- 1) C. D. Stanciu, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **99** (2007) 047601.
- 2) T. A. Ostler, *et al.*, Nature Comm., **3** (2012) 666.
- 3) C. E. Graves *et al.*, Nature Materials, **12** (2013) 293.
- 4) C. D. Stanciu *et al.*, Phys. Rev. B, **73** (2006) 220402(R).
- 5) A. Tsukamoto *et al.*, J. Appl. Phys., **109** (2011) 07D302.
- 6) I Radu *et al.*, Nature, **472** (2011) 205.
- 7) CS Davies *et al.*, Phys. Rev. Appl., **13** (2020) 024064.
- 8) CS Davies *et al.*, Appl. Phys. Lett., **120** (2022) 042406.
- 9) T. Liu *et al.*, Nano Letters, **15** (2015) 6862.
- 10) DO Ignatyeva *et al.*, Nature Comm., **10** (2012) 4786.

Magnetization switching in Pt/Co/Pt multilayers by circularly polarized ultrashort optical pulses

Kihiro T. Yamada¹

¹Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152-8551, Japan.

For thin magnetic metals, the magnetization is switchable by circularly polarized ultrashort laser pulses, referred to as all-optical helicity-dependent switching (AO-HDS). AO-HDS was first demonstrated in ferrimagnetic GdFeCo [1] and later in ferromagnetic metals, including multilayered Co/Pt and Co/Ni stacks and granular FePt medium [2]. Because state-of-art magnetic hard-disc drives use local heating by laser illuminations [3], the additional use of the optical helicity should be beneficial for further decreasing the energy consumption of writing a magnetic bit. However, the path toward the application is steep for difficulties, such as the slow dynamics, the necessity of multiple optical pulses, etc. Furthermore, it remains an outstanding issue that the dominant mechanism is unclear, i.e., which thermal or nonthermal effects dominate the AO-HDS.

In this symposium, I would like to present our recent progress in studies of the AO-HDS in ferromagnetic Pt/Co/Pt multilayers that are most typical for AO-HDS. The main driving force of the AO-HDS by multiple fs pulses was explored in the near-infrared to the visible spectral range. The helicity-dependent laser absorption by the magnetic circular dichroism predominantly accounts for the monotonic increase of the switching efficiency with increasing the wavelength from 0.5 μm to 1.2 μm [4]. We also found that a single pair of a fs linearly polarized pulse and a ps circularly polarized pulse with a time separation of a few picoseconds enables us to deterministically switch the spins in a helicity-dependent way on a picosecond time scale [5]. In the middle of these experiments, we were inspired to switch the magnetization by “x-ray” magnetic circular dichroism resulting from the core-to-valence electric-dipole transitions. Using the cutting-edge Japanese x-ray free electron laser SACLA, we discovered fs circularly polarized x-ray pulses control the magnetization when the photon energy is set at the absorption edge of Pt.

These projects were conducted in collaborations with Th. Rasing group (Radboud University), A. V. Kimel group (Radboud University), A. Kirilyuk group (Radboud University), T. Ono group (Kyoto University), M. Suzuki (Kwansei Gakuin University), Y. Tanaka group (University of Hyogo), I. Matsuda group (University of Tokyo), R. W. Chantrell group (University of York), and Advanced Light Source and Optics Research Group, XFEL Utilization Division (SACLA).

Reference

- 1) C. D. Stanciu et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).
- 2) C. H. Lambert et al., Science **345**, 1337 (2014).
- 3) M. H. Kryder et al., Proc. IEEE **96**, 1810 (2008).
- 4) K. T. Yamada et al., arXiv:2201.01141.
- 5) K. T. Yamada et al., Front. Nanotechnol. **4**, 765848 (2022).

Spin dynamics in ferromagnetic and antiferromagnetic thin films studied by ultrafast lasers

Hiroki Wadati

(Department of Material Science, Graduate School of Science, University of Hyogo)

Laser-induced reaction of magnetic materials is important in the development of magnetic data storage devices. A time-resolved microscope is a powerful experimental tool to study the dynamics of magnetic domains. We studied laser irradiated magnetic domains in NiCo_2O_4 thin films by using time-resolved magneto-optical Kerr effect (TR-MOKE) microscope [1]. Figure 1 shows the experimental setup of TR-MOKE microscopy with the pump-probe method. Femtosecond Yb:KGW laser Pharos (1030 nm, 1 kHz, FWHM ~ 0.2 ps) was used as a light source. The NiCo_2O_4 thin films were excited by horizontally polarized pump pulses (1030 nm) and observed by probe pulses, which had half wavelength (515 nm) based on the second harmonic generation. By using this microscope, we revealed that the value of the demagnetization time constant is about 0.4 ps, indicating ultrafast demagnetization. This time constant was significantly smaller than the large time constants reported for other half-metallic oxides, and agrees with the spin polarization of ~ 0.7 determined by tunnel magnetoresistance.

Ultrafast magnetization switching by pulsed lasers has been actively studied due to its potential for next-generation magnetic recording devices. A phenomenon where magnetization is switched by laser irradiation without applying a magnetic field is called all-optical switching (AOS). We are searching for AOS in oxide thin films to realize future device applications. By performing magneto-optical Kerr effect (MOKE) microscopy measurements of laser-irradiated magnetic domains, we revealed the accumulative-type AOS in NiCo_2O_4 thin films with a property of perpendicular magnetic anisotropy [2]. Here the sample was irradiated with linearly horizontal ultrafast laser pulses generated by Yb:KGW laser Pharos (1030 nm, 1 kHz, pulse width ~ 200 fs).

Figure 1 presents the schematics of the laser-pulse-accumulation effect of laser-induced magnetization switching in the NiCo_2O_4 thin film. AOS emerged at the perimeter of the laser spot after irradiating $10^3 - 10^5$ pulses. Furthermore, the AOS area increased by accumulating laser pulses.

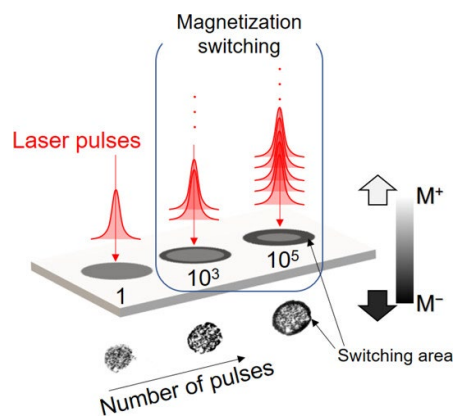


Fig. 1: Schematics of the laser-induced magnetization switching in the NiCo_2O_4 thin film [2].

Recently, we succeeded in building a low-cost and portable MOKE microscope device by using a 3D printer. This costs approximately 20,000 yen, much cheaper than standard commercial ones.

Reference

- 1) R. Takahashi, H. Wadati *et al.*, Appl. Phys. Lett. **119**, 102404 (2021).
- 2) R. Takahashi, H. Wadati *et al.*, ACS Appl. Electron. Mater. **5** (2), 748 (2023).

Nonlinear and linear X-ray magnetic spectroscopy by ultrashort pulse X-ray lasers

Iwao Matsuda

(Institute for Solid State Physics, the University of Tokyo)

X-ray lasers, such X-ray free electron laser (XFEL) or high harmonic generations, have been developed and they generate ultrashort pulse, *i.e.* femtoseconds, with the wavelength of 100 nm ~ sub-nm [1]. The short pulse duration has allowed us to trace ultrafast spin dynamics by the magneto-optical experiment. Since the photon energy ($h\nu$) range covers the inner-shell absorption edges of materials, the signal carries the element or chemical information of a sample [2]. Thus, when we made a time-resolved measurement of such a resonance magneto-optical Kerr effect on the Co/Pt multilayer, we were able to layer-dependently trace magnetization dynamics of Co and Pt at $h\nu = 60$ eV (Co M-edge) and $h\nu = 72$ eV (Pt N-edge), respectively. The element selectivity can also be applied to the time-resolved experiment on the magnetic dopants in a sample [3]. We discovered transient enhancement of the magnetization of the Fe dopant in the semiconductor heterostructure induced by the optical pump [4].

Featuring XFEL, it is of note that this laser provides not only ultra-short pulses but also the ultrahigh intensity (peak brilliance). With the light source, materials science research using nonlinear spectroscopy such as Second Harmonic Generation (SHG) has become possible in the X-ray region [5-10]. An experiment of SHG itself has been studied for many years with infrared-visible lasers in the laboratory. X-ray experiments can again take advantage of optical transitions from atomic core levels to add elemental selectivity to the nonlinear signal. Therefore, it is possible to pinpoint the element or chemical species that constitutes the place where the inversion symmetry. In other words, it can become the "interface/surface selective" X-ray probe not the "interface/surface sensitive", as done with synchrotron radiation spectroscopy. This methodological feature is very powerful and we have succeeded in selectively capturing the microscopic behavior of lithium ions in lithium compound crystals and at the electrode interface of lithium battery [7-9]. Recently, we have also succeeded in observing magnetization-induced SHG (MSHG) in magnetic multilayer materials, $[\text{Au/Fe/MgO}]_n$, in X-ray region [10]. We found that the SHG signal at the resonance energy of the Fe M-shell absorption edge changes sensitively according to the direction of the magnetic field [10]. In the future, this nonlinear X-ray spectroscopy is expected to be of great use in academic and industrial fields as a new research approach in material science.

In the presentation, I introduce linear / nonlinear X-ray magneto-optical spectroscopy with our recent achievements and discuss the feature prospects of these methods [11].

[Reference]

- 1) **I. Matsuda** and Y. Kubota, Chemistry Letters **50**, 1336 (2021). (open access) <https://doi.org/10.1246/cl.200881>
- 2) **松田巖**「磁性材料と電磁波：真空紫外線（軟X線）が解き明かす磁性材料物性」まぐね Vol. **17**, No.4 (2022).
- 3) K. Yamamoto, **IM** *et al.*, Appl. Phys. Lett. **116**, 172406 (2020).
- 4) Le Duc Anh, **IM** *et al.*, Advanced Materials, accepted (2023). (open access) <https://doi.org/10.1002/adma.202301347>
- 5) 山本真吾、**松田巖**「SACLAによる軟X線非線形光学現象の開拓」放射光、**32**, 307 (2019).
- 6) Sh. Yamamoto, **IM** *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 223902 (2018).
- 7) E. Berger, **IM** *et al.*, Nano Letters **21**, 6095 (2021).
- 8) C. B. Uzundal, **IM** *et al.*, Phys. Rev. Lett. **127**, 237402 (2021).
- 9) C. Woodahl, **IM** *et al.*, Nat. Mater. (2023). <https://doi.org/10.1038/s41563-023-01535-y>
- 10) T. Sumi, **IM** *et al.*, Appl. Phys. Lett. **122**, 171601 (2023).
- 11) A. Kimel, **IM** *et al.*, The 2022 Magneto-Optics Roadmap, J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 463003 (2022).

High throughput magneto-optical imaging and unconventional spin-wave dynamics

Tomosato Hioki

Department of Applied Physics, the University of Tokyo

Spin waves, which are fluctuations of ferromagnetic order, manifest diverse dynamics due to their intense nonlinearity and coupling with other excitations in solids. For the observation of the spin-wave dynamics, magneto-optical imaging has been a promising tool because it can obtain the spatial distribution of magnetization orientation, which has been already widely used to see magnetic texture such as magnetic domains and skyrmions.

In this presentation, we report the direct observation of various spin wave dynamics by using our newly developed time-resolved magneto-optical imaging method. One characteristic property of spin waves is their intrinsic strong nonlinearity, which leads to multi-magnon scattering processes of magnons, the quanta of spin waves. However, these magnon scattering processes, which occur during the manifestation of spin wave dynamics, have yet to be directly observed and have remained theoretical tools. In our newly developed time-resolved magneto-optical imaging method, we have succeeded for the first time in directly observing spin wave dynamics induced non-linearly by microwaves by synchronizing a microwave source and a pulsed laser for observation.

The presentation reports results on successful real-space imaging focusing on spin wave dynamics resulting from the parametric process, a process where one photon generates two magnons, and the four-magnon scattering, where two magnons scatter into two other magnons. We successfully clarify the localization of spin waves due to nonlinearity and the separation of contributions from multiple scattering processes.

In addition, magnons are considered to exhibit novel functionalities in the presence of the coupling between other elementary excitations. In general, when two oscillators are coupled, once oscillation is excited on the oscillator, the amplitude is transferred to the other oscillator in time, which comes back again after the same time it took to be transferred, a phenomenon called coherent oscillation. In a magnetic material, various elementary excitations are responsible for physical properties of the material, including the excitation of lattice and magnetic order, phonons and magnons. Owing to spin-orbit and dipole-dipole interactions, phonons and magnons are coupled to each other, which could lead to the coherent oscillation between magnons and phonons if the coupling is strong enough. In this talk, the experimental direct observation of the coherent oscillation between magnons and phonons are presented [1,2]. In a Bi-doped magnetic garnet, $\text{Lu}_2\text{Bi}_1\text{Fe}_{3.4}\text{Ga}_{1.6}\text{O}_{12}$, we observed coherent temporal oscillation between magnons and phonons as a result of hybridization, where magnons and phonons are coherently interconverted to each other during propagation.

This work was financially supported by JST ERATO Grant Number JPMJER1402, Japan, and JSPS KAKENHI (Grant Numbers JP19H05600, 21H04643, 18J21004, 22K14584), Japan, and JST CREST (Nos. JPMJCR20C1, JPMJCR20T2), Japan, and was partially supported by Institute for AI and Beyond of the University of Tokyo. T.H. acknowledges the support from GP-Spin at Tohoku University.

Reference

- 1) T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh, *Commun. Phys.* 5, 115 (2022)
- 2) T. Hioki, Y. Hashimoto, E. Saitoh, *Commun. Phys.* 3, 188 (2020)

Observation of exchange bias switching using time-resolved-magneto-optical Kerr microscopy

T. Taniguchi¹, Y. Wang^{2,3}, P.-H. Lin⁴, D. Zicchino⁵, A. Nickl⁵, J. Sahliger⁵, C.-H. Lai⁴, C. Song⁶, H. Wu^{2,3}, Q. Dai², and C. H. Back⁵

¹Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, Sendai, Japan

²Beijing National Research Center for Information Science and Technology, Tsinghua University, Beijing, China

³School of Integrated Circuits, Tsinghua University, Beijing, China

⁴Department of Materials Science and Engineering, National Tsing Hua University, Hsinchu, Taiwan

⁵Department of Physics, Technical University of Munich, Garching, Germany

⁶School of Materials Science and Engineering, Tsinghua University, Beijing, China

When a ferromagnetic layer is adjacent to an antiferromagnetic layer in a heterostructure, the hysteresis curve shifts as if the magnet feels an unidirectional effective magnetic field and the effective field is so-called the exchange bias. As one of its uses, field-free spin-orbit torque switching has been realized. In the ferromagnet/heavy metal heterostructures, the magnetization can be switched via spin-orbit torques (SOTs) when the in-plane external magnetic field is additionally applied [1]. However, when the antiferromagnetic layer is attached to the ferromagnetic layer, the external magnetic field can be replaced by the exchange bias and then field-free switching is realizable, which is useful from an application viewpoint [2].

Although exchange bias has been employed simply as the replacement of the in-plane external magnetic field, it has also been reported that SOTs switch the ferromagnetic spins as well as the out-of-plane component of the exchange bias [3]. Since the exchange bias arises from the interfacial antiferromagnetic spins, it is important to understand the temporal trajectory of the exchange bias switching regarding the high-frequency response of antiferromagnets [4]. We here investigated SOT-induced switching of both the magnetization and the exchange bias in Pt/Co/IrMn heterostructures using time-resolved magneto-optical Kerr effect microscopy (TR-MOKE) and micromagnetic simulation [5].

We deposited Si sub./Ti(5)/Pt(5)/Co(1.2)/IrMn(8)/Ti(2) (in nm) multilayers using magnetron sputtering at room temperature. The film was annealed at 200°C in a magnetic field of 0.9 T, so the film has an exchange bias of 35 mT and 55 mT in the out-of-plane and in-plane axes, respectively. The film was subsequently patterned to $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ square devices and Au microstrips were attached to the device as shown in Fig. 1a. Using a TR-MOKE setup and nanosecond-pulse currents (Fig. 1b), we experimentally realized time-resolved switching. As displayed in Fig. 2a and b, we observed that the magnetization is stabilized at multiple levels and the levels depend on the in-plane external magnetic field and the current density. Comparing the obtained results to hysteresis loop experiments, it is found that the multilevel switching is linked to the exchange bias switching. Although the switching of the exchange bias has been reported using quasi-static measurements [3], our results indicate that the exchange bias is switched by SOTs at a rate equal to or faster than the magnetization.

To further understand the temporal trajectory of the exchange bias switching, we utilized MuMax3 for performing micromagnetic simulation [6]. The multilevel switching in the simulation behaves similarly to the experimental results and switching of the interfacial antiferromagnetic spins was observed (Fig. 2c-e). It implies that the SOTs indeed switch the exchange bias, and the multilevel switching occurs because magnetic domains in the Co layer are pinned by the interfacial IrMn spins. We will discuss the contribution of the Joule heating and the difference between each graph in detail in the presentation.

Reference

[1] I. Miron *et al.*, Nature **476**, 189 (2011). [2] S. Fukami *et al.*, Nat. Mater. **15**, 535 (2016). [3] P.-H. Lin *et al.*, Nat.

Mater. **18**, 335 (2019). [4] V. Baltz *et al.*, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018). [5] Y. Wang, T. T. *et al.*, Nat. Electron. **5**, 840 (2022). [6] A. Vansteenkiste *et al.*, AIP Adv. **4**, 107133 (2014).

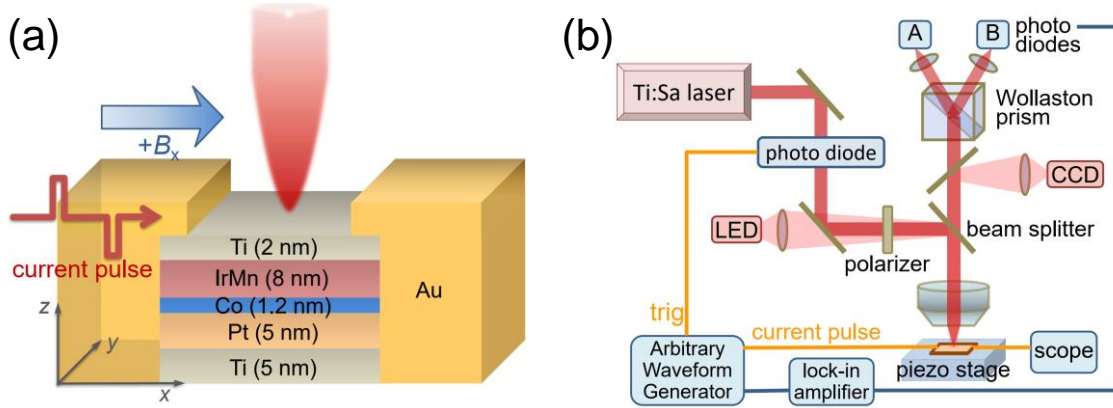


Fig. 1 (a) Schematic of the sample and measurement configuration. (b) Overview of the time-resolved magneto-optical Kerr effect microscopy.

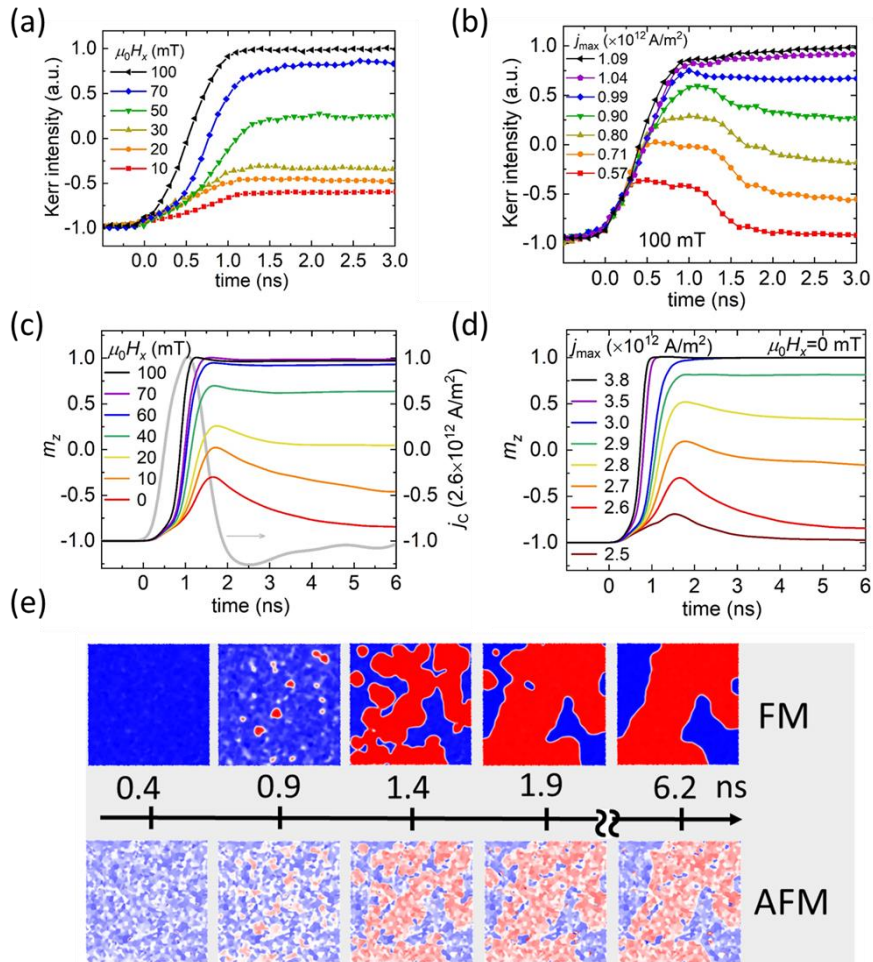


Fig. 2 (a,b) Experimental results of time-resolved SOT switching using (a) different magnetic field and (b) different pulse current density. (c,d) Simulation results of SOT switching as a function of time using (c) different magnetic field and (d) different pulse current density. (e) Time dependence of domain structures in Co layer (FM) and interfacial IrMn layer (AFM) obtained using micromagnetic simulation.