

ダブル・マグノニック結晶を用いたバックワードスピン波遮断

Strong absorption effect for propagating backward spin-waves by double magnonic crystal

岩場雅司[†], 藤原早希, 関口康爾
横浜国立大学理工学部, 横浜市保土ヶ谷区常盤台 79-5 (〒240-8501)

M. Iwaba[†], S. Fujiwara, and K. Sekiguchi*
School of Engineering Science, Yokohama National University, 79-5 Tokiwadai, Yokohama, 240-8501, Japan
[†]Faculty of Engineering, Yokohama National University, 79-5 Tokiwadai, Yokohama, 240-8501, Japan

In this paper, propagating backward spin-waves were modulated by a double-meander magnonic crystal which generate a localized Oersted field and affects spin-wave propagation characteristics. Compared with the conventional single-meander magnonic crystal, a pair of meanders can generate a wider frequency rejection band. By sweeping a bias magnetic field, the spin wave resonance frequency and group velocity were changed. When the spin wave resonance was matched to the rejection band of a double magnonic crystal, the amplitude of backward spin-waves were attenuated up to 95%. The strong absorption effect could be a basic principle of spin-wave switching in a future magnonic circuit.

Key words: magnonics, spin wave

1 はじめに

磁性体に存在するスピン波は、磁化の歳差運動が波のように伝達していく現象である。スピン波伝搬には電流が伴わず、原理的にジュール熱が発生しない。そのため新しい低消費電力の情報伝達システムの技術基盤として有望視され、近年集中的に研究されている¹⁻⁶⁾。

スピン波は波による位相と振幅という2つの情報があるため、波の干渉を利用した論理回路を作製することができる⁷⁻¹¹⁾。スピン波にはバックワードモード^{7,12,13)}、フォワードモード^{10,14)}、サーフィスモード^{15,16)}があり、その一つのバックワードスピン波を用いたマッハゼンダ型干渉計 (Mach-Zehnder-type interferometer: MZI) では、入力部分でスピン波を2つに分岐させて位相差をコントロールし、出力部分で2つの波が干渉した時の振幅を用いて“0”と“1”を判断している⁷⁾。動作原理は片方のスピン波を半波長分長い経路に通すことで、2つのスピン波が打ち消し合って出力を“0”にしている。出力を“1”にするときは、電力を与えて片方のスピン波を減衰させて、干渉による打ち消しを防ぐことで実現している。またスピン波を用いた多出力の論理ゲートも作製されており、 ψ 型の論理回路を3入力1出力で構成して、フォワードスピン波を使用することでAND,OR,NOTゲートができると報告された¹⁰⁾。

また近年、スピン波の伝搬制御をする方法として、導波路中にフォトニック結晶のように表面に溝^{15,24,25)}や円状²³⁾を周期的にエッチングをして信号を減衰させる方法が集中的に研究されている。スピン波の場合、導波路をエッチングする方法は静的マグノニック結晶と呼ばれ、変調磁場を印加することでスピン波の減衰バンドを作製する方法^{13,26,29)}は動的マグノニック結晶と呼ばれている。静的マグノニック結晶は導波路の基礎物性が変化するのに対して、動的マグノニック結晶は電流磁場の有無で減衰バンドのオン・オフを制御するので、導波路の基礎物

性が保たれる利点がある。動的マグノニック結晶は変調磁場の空間周波数に対応するスピン波のみが、ブラック共鳴散乱²⁸⁻³⁰⁾によって反射を受けることでスピン波の減衰バンドができる仕組みを利用しており、周期的な変調磁場を印加するためにメアンダ構造が必要となる¹³⁾。

従来の動的マグノニック結晶の報告では、ナノ秒でのメアンダ変調磁場のスイッチングはできておらず、かつ励起されたスピン波の波束幅(帯域幅)は一般的に50~200 MHzの幅があり、スピン波波束すべてを減衰させることはできていなかった。すなわちメアンダに流す電流は直流で、 $I = 0.25$ A に対して10 MHzほどの狭帯域でしか減衰バンドを作製できておらず¹³⁾、実時間による波形測定が行われていなかった。ナノ秒でのスイッチングは将来の省電力化に必須の課題だが、マグノニック結晶のバンド幅の狭さが最も重要な問題点である。

本研究では、異なる減衰バンドの帯域を持つ動的マグノニック結晶を2つ組み合わせたダブル・マグノニック結晶を用いて、減衰バンドの重なりを利用して実効的な減衰帯域を広げることを目的に、実時間でのスピン波波束測定を行った。その結果、メアンダ構造に流す電流 $I = 0.25$ A において、従来研究に比べてマグノニック結晶帯域を最大で360%に広げることができた。

2 実験方法

2.1 スピン波の導波路

試料はイットリウム鉄ガーネット (Yttrium iron garnet: YIG) を使用しており、厚さ $5.1 \mu\text{m}$ 、幅は 1.3 mm 、長さは 18 mm である。Figure. 1(a) に実験で使用した測定系構成を示す。スピン波を励起するために、FR-4の基板上に銅パターンで形成している Input antenna からパルス幅 10 ns のマイクロ波パルス電圧を 2.8 W の大きさで入力し、YIGの下にある幅 $75 \mu\text{m}$ のアンテナ部分からマイクロ波パルス電圧による誘導磁場を発生させている。励起されたスピン波は z 軸方向に進み、Output antenna に

よって誘導起電力としてサンプリングオシロスコープ (DCA-J 86100C) で検出される。外部磁場 H_{ex} は z 軸に正の向きに外部磁場 $H_{ex} = 250 \sim 500$ Oe の範囲の大きさを印加して、バックワードスピン波を励起させた。アンテナ間の距離は 15.5 mm の長さであり、その間に FR-4 の基板上に銅パターンで形成されたメアンダ構造 (Meander) を挿入する。

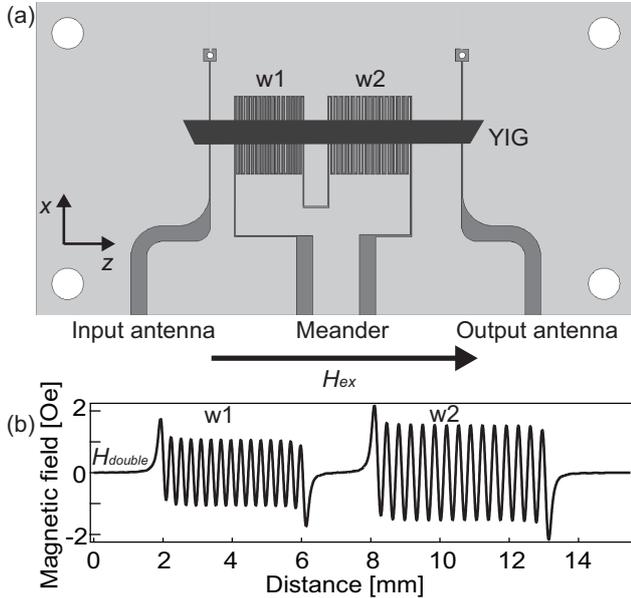


Fig. 1 (a) Spin-wave waveguide and dynamic magnonic crystal used in experiment. (b) Magnetic field modulated by the double magnonic crystal.

2.2 メアンダ構造によるダブル・マグノニック結晶

メアンダ構造の利点として、電流磁場の有無で減衰バンドをオン・オフできることから、導波路の基本物性が保たれる点がある。さらにメアンダ構造をパーツ化して交換できれば、減衰バンドを自在に変更することが出来る。メアンダ構造によるダブル・マグノニック結晶は、線幅は $w1 = 75 \mu\text{m}$ と $w2 = 90 \mu\text{m}$ としており、線同士の間隔は $l_{w1} = 75 \mu\text{m}$, $l_{w2} = 90 \mu\text{m}$ で作製した。周期はそれぞれ $n = 15$ であり、総数 30 本の銅線がある。(一周期は 2 本の導線からなる。)

メアンダを構成する 1 本の銅線によって発生する磁場は

$$H_{\text{stripe}}(z) = \frac{I}{5} \left[\arctan \left(\frac{z - z'}{s} \right) \right]_{z'=-l/2}^{z'=+l/2} \quad (1)$$

で表すことが出来る¹³⁾。パラメータ I はメアンダに流す電流であり、パラメータ s はメアンダと YIG 表面との間隔であり、 $s = 100 \mu\text{m}$ である。メアンダ構造は間隔 $l + w$ ごとに式 (1) による磁場が発生する。周期 n の変調磁場を作製するためには 2 本の導線が必要であるから、式 (1) を $2n$ 本分足し合わせていくと、メアンダ部分 $w1$ から発生する変調磁場の大きさ H_{w1} は

$$\begin{aligned} H_{w1}(z) &= H_{\text{stripe}}(z) + H_{\text{stripe}}(z - (w1 + l_{w1})) \\ &\quad + H_{\text{stripe}}(z - 2(w1 + l_{w1})) + \dots \\ &= \sum_{0 \leq j \leq 2n} H_{\text{stripe}}(z - j(w1 + l_{w1})) \end{aligned}$$

となる。同じようにメアンダ部分 $w2$ の H_{w2} を求めると

$$H_{w2}(z) = \sum_{0 \leq j \leq 2n} (-1)^{j-1} H_{\text{stripe}}(z - j(w2 + l_{w2})) \quad (2)$$

で表すことができる。定数 z はスピン波の進行方向における位置、 n は周期である。よって多重マグノニック結晶による変調磁場を H_{double} とすると

$$H_{\text{double}}(z) = H_{w1}(z) + H_{w2}(z) \quad (3)$$

となり、その計算結果を Fig. 1(b) に示す。メアンダ部分 $w1$ において振幅は 1.34 Oe、メアンダ部分 $w2$ では 1.94 Oe であり、メアンダ電流を $I = 0.25$ A としている。

変調磁場の周期構造である式 (3) に対してフーリエ変換すると

$$F(k) = i \frac{4\pi I}{5} \frac{e^{-|ks|}}{|k|} \sin \left(\frac{kl}{2} \right) \cdot \sum_{j=1}^n (-1)^{j+1} \sin((2j-1)kl) \quad (4)$$

となり、 $F(k)$ は波数 k に対応することになり、減衰率の最大ピークを -20 dB と設定することによって伝送損失の大きさを表すことができる。伝送損失が最も大きい波数はブラッグ共鳴散乱^{28,29)} が起こる条件である $k = \pi/2w$ と一致している。その波数はメアンダ部分 $w1$ では $k_{w1} = 2.09 \times 10^4$ rad/m、メアンダ部分 $w2$ では $k_{w2} = 1.76 \times 10^4$ rad/m である。

式 (4) で求めた波数を、スピン波の周波数に対応させるため、バックワードスピン波の分散関係の式 (5) を用いた²⁷⁾。

$$f_{\text{MSBVW}} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_{ex} \left(H_{ex} + 4\pi M_s \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right)} \quad (5)$$

ただし飽和磁化は $4\pi M_s = 1750$ G、磁気回転比は $\gamma = 17.6$ MHz/Oe である。これにより式 (4) の波数に対応するスピン波の周波数が計算され、メアンダ構造と外部磁場のみによって減衰バンド $F(f)$ が計算できる。

例として式 (4) と式 (5) から、外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe を印加したときの多重マグノニック結晶による減衰バンドの計算結果を Fig. 2 に示す。メアンダ部分 $w1$ でブラッグ散乱を生じるスピン波波数 $k_{w1} = 2.09 \times 10^4$ rad/m では、対応するスピン波周波数 2.375 GHz を中心として -15 dB の減衰を示している。同様に $w2$ でブラッグ散乱を生じるスピン波波数 $k_{w1} = 1.75 \times 10^4$ rad/m では、対応するスピン波周波数 2.379 GHz を中心として -20 dB の減衰を示していることが分かる。また $w1, w2$ で挟まれた帯域とその両サイド帯域では他の部分に比べてそれぞれ -8 dB, -4 dB の減衰を示すことも見てとれる。

3 結果および考察

3.1 スピン波の実時間波形

動的マグノニック結晶を使用しないとき ($I = 0$) のスピン波の実時間波形を測定した。その結果を Fig. 3(a) に示す。印加した外部磁場は $H_{ex} = 250 \sim 500$ Oe の間で掃引した。スピン波のパケットは $t = 190 \sim 200$ ns に検出されており、最大振幅は $H_{ex} = 350$ Oe において、62 mV であった。

Figure 3(b) ではスピン波のパケットがより明確になるように、FFT フィルターをかけて 2.2~2.8 GHz の周波数を取り出

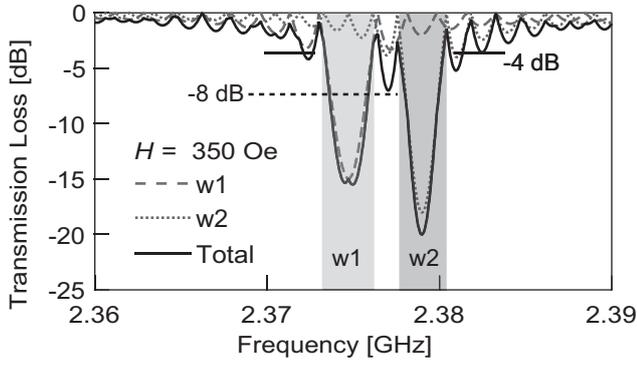


Fig. 2 Calculated rejection band caused by a pair of meanders. Dashed line is transmission loss caused by meander w1. Dotted line is transmission loss caused by meander w2. Solid line is total rejection band having bandwidth of 4 MHz.

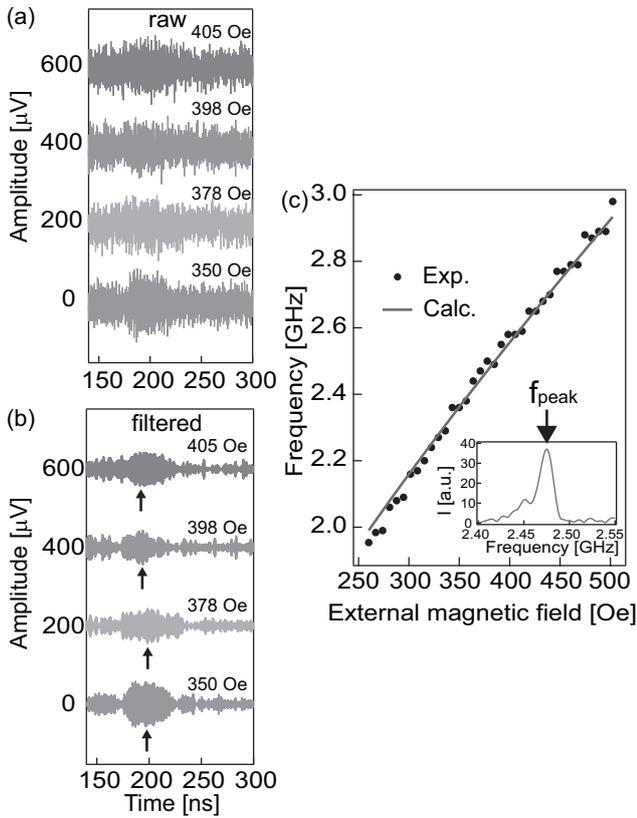


Fig. 3 (a) Spin-wave packets for $H_{ex} = 350\sim 405$ Oe. (b) Filtered spin-wave packet waveforms. Filter frequency range is 2.2~2.8 GHz. (c) Dispersion relation of backward mode. Black points are experimental data obtained by FFT spectrum peak f_{peak} .

し、ノイズレベルを低減した。スピン波のパケットが外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe では振幅最大るとき $t = 190$ ns で検出され、外部磁場 $H_{ex} = 405$ Oe には $t = 200$ ns に検出されており、パケットの最大振幅を矢印で示した。外部磁場の変化によってスピン波の群速度が変化しており、群速度はアンテナ間距離 15.5 mm とパケットの到達時間 t を最大振幅の部分として算出すると、外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe のときは $t = 200$ ns より $v_g = 7.75 \times$

10^4 m/s、外部磁場 $H_{ex} = 405$ Oe のときは $t = 190$ ns より $v_g = 8.16 \times 10^4$ m/s と算出される。式 (5) を波数 k に対して微分することで求められる群速度 ($v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$) の理論値と比較すると、 $H_{ex} = 350$ Oe のときは $v_g = 7.53 \times 10^4$ m/s であり、 $H_{ex} = 405$ Oe のときは $v_g = 8.48 \times 10^4$ m/s であり、理論値とほとんど同じであった。

実時間波形をフーリエ変換した時のスペクトルより共鳴周波数 f_{peak} を導出し、 $f-H$ 分散関係を Fig. 3(c) に示した。実験データに対して式 (5) でフィッティングを行ったところ、完全な一致を示しており、バックワードモードであることがわかる。なおフィッティングパラメータは波数 $k = 15713$ rad/m、飽和磁化 $4\pi M_s = 1750$ G であり、YIG を用いた先行研究¹³⁾ と一致していた。

3.2 ダブル・マグノニック結晶による減衰効果

ダブル・マグノニック結晶による減衰効果を電流 $I = 0.25$ A を用いて測定した。ダブル・マグノニック結晶を用いたときに顕著に表れたスピン波の実時間波形を Fig. 4(a) と Fig. 4(d) に示す。灰色の線がダブル・マグノニック結晶に電流を流していないとき、黒線がダブル・マグノニック結晶に電流 $I = 0.25$ A を流したとき波形である。外部磁場が $H_{ex} = 350$ Oe では Fig. 4(a) より $t = 170\sim 200$ ns において、最大振幅 $164 \mu\text{V}$ から $102 \mu\text{V}$ への 38% の減衰が見られた。外部磁場が $H_{ex} = 405$ Oe では Fig. 4(d) より $t = 170\sim 210$ ns において、最大振幅が $168 \mu\text{V}$ から $126 \mu\text{V}$ への 25% の減衰が検出されている。

これらのスピン波の減衰がダブル・マグノニック結晶による減衰であるかを確認するために、それぞれの外部磁場における減衰バンド $F(f)$ を計算し、Fig. 4(b), (e) に示した。外部磁場 $H_{ex} = 350$ Oe におけるダブル・マグノニック結晶による減衰バンドは、Fig. 4(b) の灰色の網掛け部分 w1 と w2 に示す 2.346 GHz と 2.350 GHz を中心とする帯域である。この減衰バンド $F(f)$ の帯域とスピン波スペクトル Fig. 4(c) と比較すると、スペクトルピークと減衰バンドの帯域が一致しており、2.359 GHz で最大 95% の減衰があり、周波数帯 $2.334 < f < 2.370$ GHz の範囲において有効な減衰作用が実測されている。その帯域幅は 36 MHz であった。

外部磁場 $H_{ex} = 405$ Oe における減衰バンド $F(f)$ は、Fig. 4(e) の灰色の網掛け部分に示す 2.569 GHz と 2.573 GHz を中心とする帯域である。この減衰バンドの帯域とスピン波スペクトル Fig. 4(f) を比較すると、スペクトルピークと減衰バンドの帯域が一致しており、2.567 GHz で最大 95% の減衰があり、 $2.560 < f < 2.581$ GHz の範囲において有効な減衰作用が実測され、帯域幅は 25 MHz である。

減衰バンド幅がピーク値だけでなく、36 MHz および 25 MHz に拡大した原因を考察する。Figure 2 と同様に Fig. 4(b) と Fig. 4(e) も減衰ディップに挟まれた帯域では -8 dB の減衰を保っており、かつ減衰ディップ両サイドは -4 dB の減衰をもっている。そのため、点線に示すような広い帯域でスピン波が減衰したと考えられる。さらに、計算値である Fig. 4(b) と Fig. 4(e) には、実験系でのメアンダ線幅のばらつきや、磁場の深さ分布などを考慮していない。したがって実際の実験系では、これらの考慮していないパラメーターの分布によって、帯域が広がって

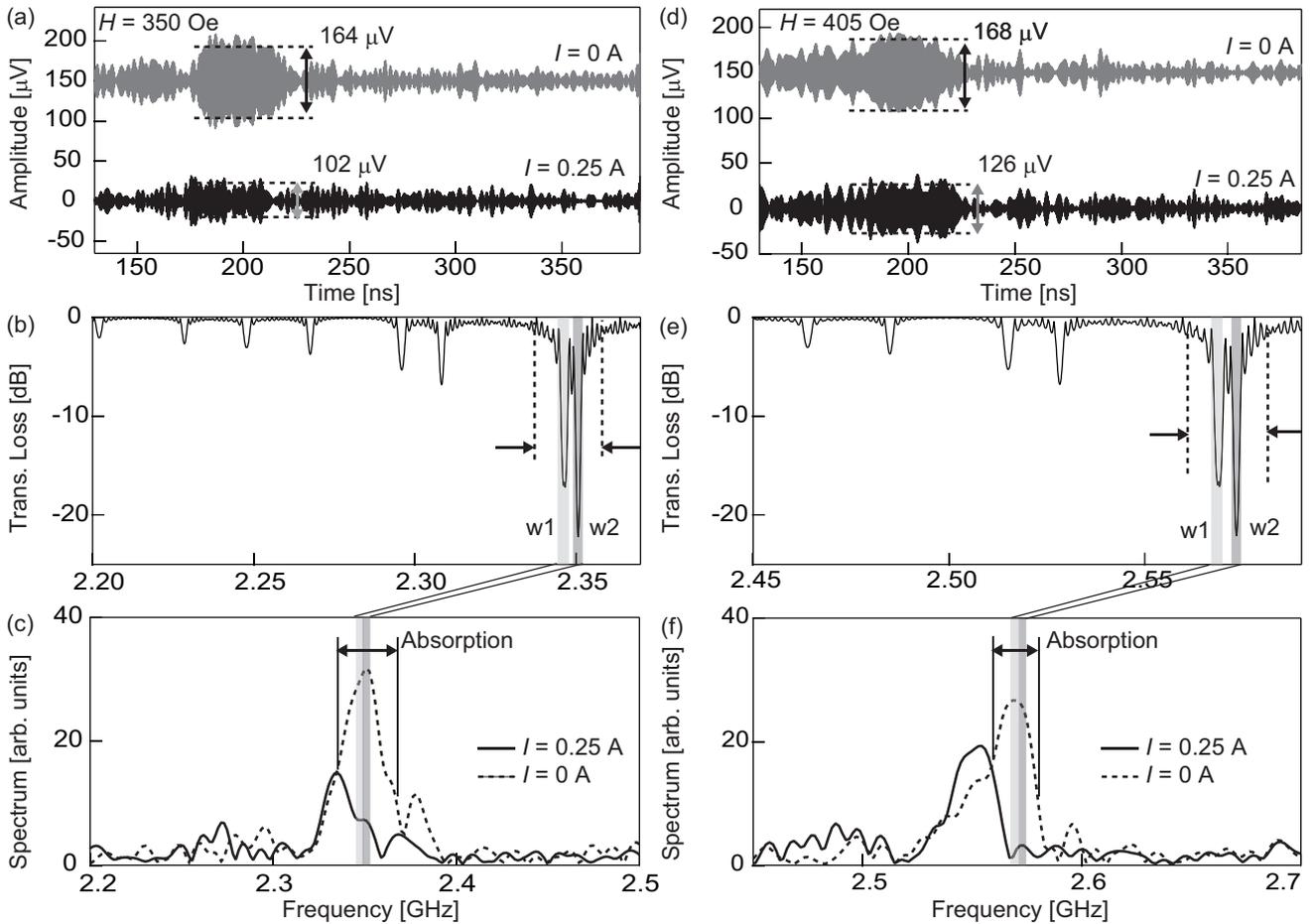


Fig. 4 Spin-wave absorption by double dynamic magnonic crystal. (a) Filtered spin-wave packet for $H_{ex} = 350$ Oe. (b) Calculated transmission loss of double dynamic magnonic crystal. (c) Fourier spectrum of spin-wave packet. Gray zone is rejection band of double dynamic magnonic crystal. (d) Filtered spin-wave packet for $H_{ex} = 405$ Oe. (e) Calculated transmission loss of double dynamic magnonic crystal. (f) Fourier spectrum of under spin-wave packet.

るものと考えられる。

本実験では、50 MHz の帯域を持つスピン波波束に対して減衰バンドを 4 MHz の精度で作用させることができた。さらに、減衰バンドを 2 重にすることでその重なりを利用して帯域幅を最大で 36 MHz までに拡大することが出来た。

4 結論

ダブル・マグノニック結晶を用いてスピン波の減衰バンドを作製し、スピン波の減衰を実時間波形で確認することができた。メアンダに流す電流 $I = 0.25$ A において、減衰バンド帯域を従来研究に比べて最大で 360 % にまで広げることができた。

謝辞 本研究は日本学術振興会 (JSPS) からの科学研究費助成事業 (19H00861 と 18H05346) によって援助を受けた。

References

- 1) A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Nat. Phys.* **11**, 453-461 (2015).
- 2) M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, B. Leven, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 153501 (2005).
- 3) G. Dieterle, J. Förster, H. Stoll, A. S. Semisalova, S. Finizio, A. Gangwar, M. Weigand, M. Noske, M. Fähnle, I. Bykova, J. Gräfe, D. A. Bozhko, H. Yu. Musiienko-Shmarova, V. Tiberkevich, A. N. Salvin, C. H. Back, J. Raabe, G. Schütz, and S. Wintz, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 117202 (2019).
- 4) A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, K. V. Bublikov, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii and S. A. Nikitov, *J. Appl. Phys.* **118**, 203906 (2015)
- 5) K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, and T. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 022508 (2010).
- 6) N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A. B. Granovsky, C. A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, and M. Inoue, *Sci. Rep.* **6**, 30268 (2016).
- 7) A. V. Chumak, A. A. Serga and B. Hillebrands, *Nat. Commun.* **5**, 4700 (2014).
- 8) K. S. Lee, and S. K. Kim, *J. Appl. Phys.* **104**, 053909 (2008).
- 9) T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022505 (2008).
- 10) N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A. B. Granovsky, C. A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, H. Uchida, and M. Inoue, *Sci. Rep.* **7** 7898 (2017).
- 11) S. Klingler, P. Pirro, T. Brächer, B. Leven, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 152410 (2014).
- 12) N. Sato, S.-W. Lee, K.-J. Lee, and K. Sekiguchi, *J. Phys. D* **50**, 094004 (2017).
- 13) A. V. Chumak, T. Neumann, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, *J. Phys. D* **42** 205005 (2009).
- 14) K. Sekiguchi, D. Chiba, and T. Tachizaki, *J. Appl. Phys.* **57**, 0902B4

- (2018).
- 15) C. L. Ordóñez-Romero, Z. Lazcano-Ortiz, A. Drozdovskii, B. Kalinikos, M. Agular-Huerta, J. L. Dominguez-Juárez, G. Lopez-Maldonado, N. Qureshi, O. Kolokoltsev, and G. Monsivais, *J. Appl. Phys.* **120**, 043901 (2016).
 - 16) C. Liu, J. Chen, T. Liu, F. Heimbach, H. Yu, Y. Xiao, J. Hu, M. Liu, H. Chang, T. Stueckler, S. Tu, Youguang Zhang, Yan Zhang, P. Gao, Z. Liao, D. Yu, K. Xia, N. Lei, W. Zhao, and M. Wu, *Nat. Comm.* **9** 738 (2018)
 - 17) M. Bailleul, D. Olligs, and C. Fermon, *Appl. Phys. Lett.* **83** 972 (2003).
 - 18) M. Haidar, and M. Bailleul, *Phys. Rev. B* **88**, 054417 (2013).
 - 19) K. Sekiguchi, S.-W. Lee, H. Sukegawa, N. Sato, S.-H. Oh, R. D. McMichael, and K.-J. Lee, *NPG Asia Mater* **9**, e392 (2017).
 - 20) N. Sato, N. Ishida, T. Kawakami, and K. Sekiguchi, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032411 (2014).
 - 21) H. Yu, O. d'Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulos, and D. Grundler, *Sci. Rep.* **4**, 6848 (2014).
 - 22) H. Qin, S. J. Hämäläinen, and S. V. Dijken, *Sci. Rep.* **8**, 5755 (2018).
 - 23) Yu. V. Gulyaev, S. A. Nikitov, L. V. Zhivotovskii, A. A. Klimov, Ph. Tailhades, L. Presmanes, C. Bonningue, C. S. Tsai, S. L. Vysotskii, and Yu. A. Filimonov, *JETP Lett.* **77**, 567-570 (2003)
 - 24) G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, and M. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 092503 (2007).
 - 25) A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022508 (2008).
 - 26) T. Neumann, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 042503 (2009).
 - 27) D.I D. Stancil, and A. Prabhakar, "Spin Waves", (Springer US, 2009).
 - 28) A. F. Popkov, Yu. K. Fetisov, N. V. Ostrovskii, *Technical Physics* **43**, 5 (1998).
 - 29) M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, T. Neumann, B. Leven, B. Hillebrands, and R. L. Stamps, *Phys. Rev. B* **76** 184419 (2007).
 - 30) M. R. Alam. Y. Liu, and D. K. P. Yue, *J. Fluid Mech.* **624**, 191-224 (2009).
 - 31) N. Sato, S.-J. Lee, S.-W. Lee, K.- J. Lee, and K. Sekiguchi, *Appl. Phys. Exp.* **9**, 083001 (2016).
- 2019年10月16日受理, 2019年11月26日再受理, 2019年12月24日
採録