

# 鉄単結晶を用いたスピン波干渉による物理リザーバーの検討

小屋祐真、関口康爾  
(横浜国立大学)

Reservoir computing by spin-wave interferometry using Fe single crystals

Y. Koya, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## はじめに

IoT 社会の到来に向けて情報処理の高効率化の手段としてエッジコンピューティングが導入され始めている。エッジコンピューティングを低消費・高効率で行うためには現在のサーバーに代わる新たなデバイスが必要である。その一つとしてイットリウム鉄ガーネット(YIG)を用いたスピン波リザーバーデバイス<sup>1)</sup>が提案されている。鉄単結晶を用いる利点として Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy(VCMA)を用いたスピン波励起やスピン波の高速化が期待できるため<sup>2)</sup>、本研究では鉄単結晶によるスピン波物理リザーバーの検討を行った。

## シミュレーション方法

本研究では Mumax3 によるマイクロマグネティックシミュレーションを用いて鉄単結晶を用いたスピン波物理リザーバーを検討した。縦 12  $\mu\text{m}$ 、横 12  $\mu\text{m}$ 、厚さ 10 nm の鉄単結晶に中心(0, 0)に対して直径 250  $\mu\text{m}$  の円柱状に励起点(1  $\mu\text{m}$ , 0), (-1  $\mu\text{m}$ , 0)と観測点(0, 1  $\mu\text{m}$ ), (0, 0), (0, -1  $\mu\text{m}$ )を設置した。Fig.1 は励起信号で、一軸磁気異方性 $K_{ul}$ が変化することで磁化が変動しスピン波が励起されるため、一軸磁気異方性を矩形波状に変化させることでスピン波を励起した。観測点で出力されたスピン波の包絡線信号をとり、重み付けを行い学習した。学習では矩形波信号の一部分(第二領域)の時間を変化させ、その時間の推定を行った。

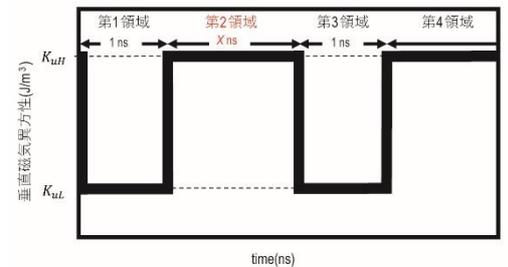


Fig.1 励起信号

## シミュレーション結果

Fig.2 は学習開始時間と RMSE(二乗平均平方根誤差)の関係である。2 回目のスピン波が到達した時間付近である 7 ns~8 ns で学習結果を抜粋した。学習開始時間 7.65 ns で RMSE は 0.204 となり最小の誤差となった。

Fig.3 は誤差が最小となった学習開始時間 7.65 ns のときの推定結果である。横軸が矩形波信号の変化させた部分の実際の時間、縦軸が推定された時間である。4 つの学習用のトレインデータおよび 3 つのテストデータの誤差は小さく、推定値での逆転がないことから時間ごとの分離が可能である精度での学習ができていることが分かる。これにより鉄単結晶を用いたスピン波物理リザーバーの汎化性が示された。

これらの結果から鉄単結晶を用いた場合でも YIG<sup>(1)</sup>を用いた場合と同様にスピン波による物理リザーバーで学習が行えることがわかった。

## 参考文献

- 1) R. Nakane *et al.*, IEEE Access **6**, 4462 (2018)
- 2) K. Sekiguchi *et al.*, NPG Asia Mater, **9**, e392 (2017)

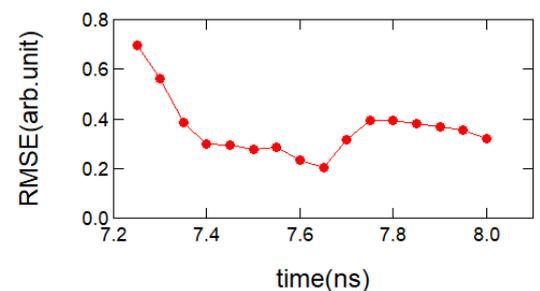


Fig.2 学習開始時間と RMSE の関係

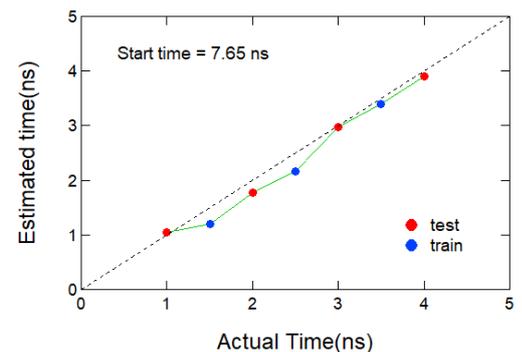


Fig.3 推定結果

## 周期的な変調磁場によるスピン波の減衰

岩場雅司, 関口康爾  
(横浜国立大学)

Strong reflection of spin wave by a periodic modulation field

M. Iwaba and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

### 1 はじめに

スピンの歳差運動を伝達するスピン波は、電荷の移動が無くジュール熱が発生しない。そのため、スピン波を用いた情報伝達デバイスが盛んに研究されている<sup>1,2)</sup>。スピン波デバイスの実用化に向けて、スピン波を制御する必要がある。本研究ではスピン波の磁気の性質を利用して動的制御を目指し、スピン波の導波路に対して周期的な変調磁場を印加して<sup>3,4)</sup>、スピン波を減衰制御する実験を行った。

### 2 実験方法

スピン波の導波路として厚さ  $5.1 \mu\text{m}$ 、幅  $1.3 \text{ mm}$  のイットリウム鉄ガーネット (YIG) を用いた。端面からの反射を減らすため、両端を  $45^\circ$  にカットした。直角にスピン波を曲げて分散関係を変化させて、スピン波を急激に減衰させるためである。幅  $75 \mu\text{m}$  のアンテナに周波数  $f = 1.85 \text{ GHz}$ 、持続時間  $5 \text{ ns}$ 、電力  $10 \text{ dBm}$  のマイクロ波パルスを入力して、誘導磁場を発生させてスピン波を励起した。励起されたスピン波は導波路中にある周期的な変調磁場を通過する。スピン波による誘導起電力をアンテナによって検出し、リアルタイムオシロスコープで実時間波形を測定した。アンテナ間の距離は  $16 \text{ mm}$  である。外部磁場  $H_{\text{ex}} = 160 \text{ Oe}$  をスピン波の進行方向に対して面内垂直に印加し、表面モードのスピン波を励起させた。

スピン波の導波路中に変調磁場を印加するため、線幅  $w_1 = 75 \mu\text{m}$ 、 $w_2 = 130 \mu\text{m}$ 、それぞれ周期  $n = 10$  のメアンダ構造を YIG 表面に配置した。メアンダ構造による周期的な磁場によって一部のスピン波が減衰する。メアンダ構造には直流電流  $I = 0.3 \text{ A}$  を印加し、これによって発生する磁場はそれぞれ  $H_{w1} = 1.71 \text{ Oe}$ 、 $H_{w2} = 3.03 \text{ Oe}$  となった<sup>5)</sup>。

### 3 結果および考察

変調磁場を印加しないときのスピン波の実時間波形を図 1 の挿入図における赤線で示す。最大振幅は到達時間  $t = 175 \text{ ns}$  のときに最大振幅  $23.3 \text{ mV}$  であった。このときの群速度は  $v_g = 9.16 \times 10^4 \text{ m/s}$  であり、また YIG の端面から反射したスピン波が遅れて検出されており、複数パケットが  $t = 186 \text{ ns}$ ,  $195 \text{ ns}$  に確認できる。

表面モードのスピン波の減衰効果を図 1 の矢印における振幅の違いで示す。電流  $I = 0.3 \text{ A}$  によって変調磁場を印加したときスピン波の振幅が  $16.4 \text{ mV}$  になり、 $29.6\%$  の減衰があった。

また電流  $I = 0 \text{ A}$  のときは到達時間  $t = 175 \text{ ns}$  であったが、電流  $I = 0.3 \text{ A}$  のときは到達時間  $t = 187 \text{ ns}$  と遅れていた。到達時間が遅れた原因として、変調磁場内でスピン波が反射を繰り返して、反射した経路分の長さだけ遅延が生じたと考えられる。シミュレーションにおいても変調磁場内でスピン波が反射を繰り返して到達時間が遅れることが確認された。

スピン波の実時間波形をフーリエ変換して、周波数スペクトルを求めたものを図 1 に示す。スピン波の帯域は  $1.68 < f < 1.92 \text{ GHz}$  であり、スペクトルの強度比は  $18.7\%$  だけ減少した。

以上の実験から、表面モードのスピン波において変調磁場による減衰効果を確認できた。減衰強度を改善すればスイッチングも可能になるため、スピン波デバイスの応用に期待ができる。

### 文 献

- 1) A. Chumak, A. Serga, B. Hillebrands: *Nat. Commun.*, **5**, 4700 (2014).
- 2) K. Sekiguchi, D. Chiba, T. Tachizaki: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **57**, 0902B4 (2018).
- 3) A. Chumak, V. Tiberkevich et al.: *Nat. Commun.*, **1**, 141 (2010).
- 4) 岩場雅司, 藤原早希, 関口康爾: 日本磁気学会論文特集号, **4**, 18 (2020).
- 5) A. Chumak, T. Neumann et al.: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 205005 (2009).

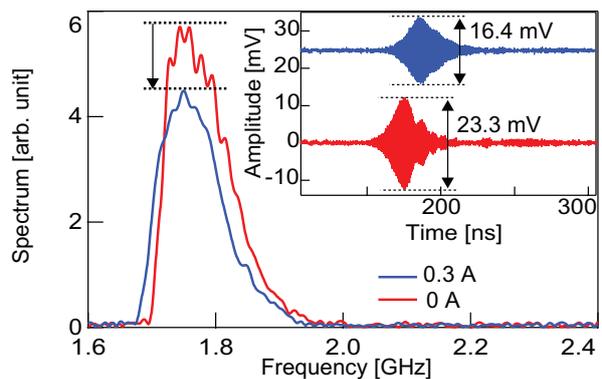


図 1 Powerspectrum of spin wave signal. Inset shows real-time waveforms. Parameters are external magnetic field  $H_{\text{ex}} = 160 \text{ Oe}$  and excited frequency  $f = 2.85 \text{ GHz}$

# 磁壁おけるスピン波伝播の研究

根津昇輝, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

Study of spin-wave propagation in a magnetic domain wall

S. Nezu and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## 1. はじめに

現代の情報化社会では、あらゆる活動が情報システムに依存し、今後ますます増大するであろう膨大なデータを処理する必要がある。エネルギー消費量の増加を防ぐため、超低消費電力の情報デバイスの開発が急務であり、スピン波を超低消費電力な次世代計算機の情報キャリアとして活用するための研究が盛んに行われている。その中の一つとして、磁壁は再構成可能なスピン波導波路として利用できると考えられている<sup>1)</sup>。本研究では、ナノサイズのスピン波伝播の実験とシミュレーションを行った。

## 2. 実験方法

Fig. 1 に試料の光学顕微鏡像を示す。熱酸化膜付き Si 基板上に二層構造で試料を作製した。一層目のスピン波導波路は Py ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) であり、膜厚 40 nm、横幅は 5  $\mu\text{m}$  から 10  $\mu\text{m}$  まで徐々に広がっている櫛のような形状である。二層目のアンテナは Ti (5 nm)/Au (100 nm) である。いずれもレーザーリソグラフィを用いたリフトオフ法によってパターンを形成し、その後、一層目はスパッタリング法、二層目は真空蒸着法により成膜した。磁気光学カー効果顕微鏡を用いた磁区構造の観察や磁壁を伝播するスピン波の電気的検出に先立ち、Fig. 2 に示すように Mumax3 を用いて、マイクロマグネティックシミュレーションを行った。Fig. 2 (a) は試料の磁区構造を示しており、形状は長辺 5  $\mu\text{m}$ 、短辺 1  $\mu\text{m}$ 、膜厚 10 nm の Py である。Fig. 2 (b) と Fig. 2 (c) 上の励起点から正弦波の磁場を印加してスピン波を励起した。

## 3. 結果および考察

試料は Fig. 1 に示すように入力用アンテナと検出用アンテナの間隔が 1  $\mu\text{m}$  から 0.5  $\mu\text{m}$  間隔で 4.5  $\mu\text{m}$  までのものを作製できた。Fig. 2 (b) と Fig. 2 (c) はスピン波をそれぞれ 1.28 GHz、5.68 GHz で励起したときの磁化の面外成分の様子であり、5.68 GHz のような高い周波数では磁壁だけでなく磁区においてもスピン波が伝播していることから、励起周波数を大きくすると磁区への漏れが大きくなることが分かった。Fig. 3 に励起周波数が 1.28 GHz におけるシミュレーション上でのスピン波の強度分布を示す。半値全幅が約 34 nm の信号となっており、今までに報告されている磁壁の幅と一致していることからスピン波が磁壁内に閉じ込められていることが分かった。

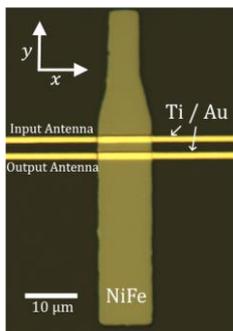


Fig. 1 | OM image of the spin-wave waveguide and the microwave antennas.

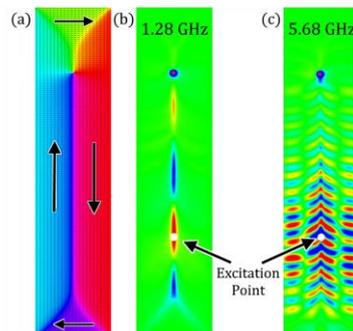


Fig. 2 | Micromagnetic simulation. (a) Magnetic domain of a Py element. Spin-wave was excited at (b) 1.28 GHz or (c) 5.68 GHz at the white dot.

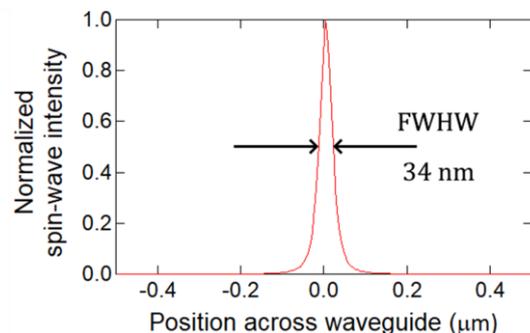


Fig. 3 | Intensity distribution of spin-wave for  $f = 1.28$  GHz. The center of the short side of the waveguide is set to be zero.

## 参考文献

- 1) K. Wagner *et al.*, Nat. Nanotechnol, **11**, 432-436(2016).

# スピン波伝送における磁化勾配効果の研究

江口拓朗, 苗村侑, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

Study of Magnetization Gradient effect on Spin-Wave Propagation

T. Eguchi, Y. Naemura, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## 1 はじめに

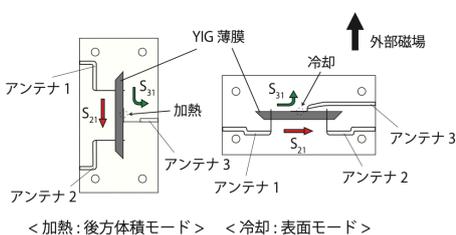
スピン波は低消費電力のデータ処理装置の新しい情報キャリアとして期待され、世界的に研究されている。例えば、後方体積モードスピン波で動作するマグノトランジスタ<sup>1)</sup>、表面モードスピン波で動作するマルチプレクサ<sup>2)</sup>などが実現されている。しかし、後方体積モードと表面モードの伝播特性は大きく異なり、現状では外部磁場や磁化が固定された状態では分散関係が異なる。故に、この2つのモードのスピン波は、同一の周波数帯で共存することができない。つまり、2次元平面上に複数種類のデバイスを搭載することが困難である。本研究ではこれまでに研究されてきた、レーザによる温度勾配で生成された磁化勾配中でのモード変換を再検討し<sup>3)</sup>、ペルチェ素子を用いて加熱・冷却を行い、スピン波の伝播特性および伝搬方向の制御について研究した。

## 2 実験方法

本研究で用いた加熱・冷却それぞれの場合の試料・基板構成を Fig. 1 に示す。スピン波導波路として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  $2 \text{ mm}$ 、長さ  $13 \text{ mm}$  である。スピン波は、入力アンテナ 1 に GHz 帯域での高周波を投入して励起した。出力アンテナ 2 によって、伝播方向が変化せず直進するスピン波を検出し、出力アンテナ 3 によって、伝播方向が変化し曲がったスピン波を検出する。YIG と接するアンテナ幅は  $75 \mu\text{m}$  で、スピン波の励起・検出はベクトルネットワークアナライザ (VNA) で行った。ここで、入力アンテナ 1 と出力アンテナ 2 間の距離は  $10 \text{ mm}$  で、入力アンテナ 1 と出力アンテナ 3 間の距離は  $5 \text{ mm}$  である。外部磁場は、 $0 \text{ Oe}$  から  $1300 \text{ Oe}$  を Fig. 1 の矢印方向に印加し、スピン波の後方体積モードと表面モードをそれぞれ発生させた。加熱・冷却はペルチェ素子を用いて、YIG に熱を局所的に伝達させた。

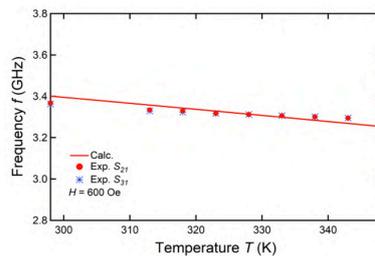
## 3 結果および考察

Fig. 2 は、YIG を局所加熱したときの加熱部分の温度と、スピン波伝送  $S_{21}, S_{31}$  のピーク周波数の関係について、後方体積モードにおけるスピン波の分散関係を理論値と比較したグラフである。このとき外部磁場は  $600 \text{ Oe}$  である。実験結果から YIG 内の温度を上昇させることで、ピーク周波数が減少することがわかる。実線は、温度上昇により磁化が減少するとして計算した場合の、ピーク周波数の結果である。これらは一致しているため、YIG への熱勾配が正しく行われ、磁化勾配が生成された可能性がある。Fig. 3 は、 $333 \text{ K}$  における後方体積モードのスピン波について、試料に印加する外部磁場と、スピン波伝送  $S_{21}, S_{31}$  のピーク周波数の関係を理論値と比較したグラフである。結果から、外部磁場を増加させると、ピーク周波数が増加することがわかる。実線は温度  $333 \text{ K}$  で磁化一定として計算できる場合に、外部磁場を増加させた時のピーク周波数の結果である。これらは一致しているので、Fig. 2 の温度と周波数の関係は、YIG 内の磁化の変化により、磁気的相互作用が変化した可能性がある。

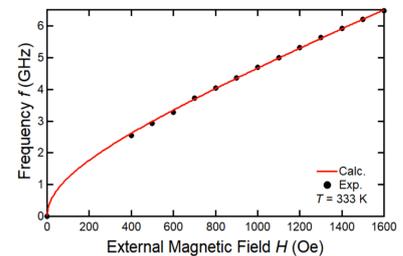


**Fig. 1** Schematic of device.

The  $S_{31}$  ( $S_{21}$ ) parameter depicts the transmission of spin waves from antenna 1 to 3 (1 to 2).



**Fig. 2** Spin wave resonance frequency as a function of a temperature. The dots are experimental values measured with VNA. The solid line is a calculation result.



**Fig. 3** Spin wave resonance frequency as a function of a magnetic field. The dots are experimental values measured with VNA. The solid line is a calculation result.

## References

- 1) A. V. Chumak *et al.*: *Nature Commun.*, **5**, 4700 (2014).
- 2) K. Vogt *et al.*: *Nature Commun.*, **5**, 3727 (2014).
- 3) M. Vogel *et al.*: *Scientific Reports.*, **8**, 11099 (2018).

# 時間分解ブリルアン散乱分光法によるマグノン生成過程の検出

小田鴻志, 岩場雅司, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

## Magnon-generation process detected by a time-resolved Brillouin light scattering spectroscopy

K. Oda, M. Iwaba, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

### 1 はじめに

磁性材料に励起されたスピン波は新しい情報処理基盤として近年集中的に研究されている。しかし、スピン波による情報処理は信号伝送中の減衰が大きくその情報を失ってしまう課題がある。そのため、スピン波信号を増幅、成形、加工する方法として高周波信号の入力によるパラメトリックポンピングが用いられる<sup>1)</sup>。マグノンボース・アインシュタイン凝縮(マグノン BEC)はパラメトリックポンピングにより同一のエネルギーを持ったコヒーレントなマグノンの密度が上昇する現象であり、巨視的量子現象の観測が可能となる。マグノン BEC の形成はブリルアン散乱分光測定法 (BLS) によって観測できる。BLS は光子のブリルアン散乱を用いて量子情報を調べる分光法であり<sup>2)</sup>、干渉計により得られる周波数情報から励起マグノンと熱マグノンを同時に観測できるという利点を有する。本研究では、パラメトリックポンピングによって励起されたマグノンがマグノン BEC を形成する時間発展過程を研究した。

### 2 実験方法

本研究で用いたイットリウム鉄ガーネット (YIG) 薄膜を Fig.1 挿入図に示した。YIG 薄膜のサイズは一辺が 2 mm の正方形で厚さが 28  $\mu\text{m}$  である。パラメトリックポンピングはマグノンの共鳴周波数の 2 倍の周波数の高周波磁場を印加した際に最も効率が良いため<sup>1)</sup>、入力周波数に応じて外部磁場を変化させた。この時、高周波磁場の入力にスイッチを用いて任意の時間だけマグノンの励起を行い、スイッチの動作に用いるパルス信号と BLS 測定装置の同期をとり励起されたマグノンの密度の時間変化を観測した。マグノン密度の時間発展を観測してパラメトリックポンピング及びマグノン BEC が形成されることを確認する。

### 3 結果および考察

Fig.1 に BLS 測定によるマグノン密度の周波数スペクトルを示す。入力周波数は 6 GHz、外部磁場は 928 Oe である。高周波磁場の印加の有無 (No pumping が入力無し、Continuous が連続入力) に対して  $\pm 3.2$  GHz 付近で高周波磁場の入力によるマグノンのピークが確認できる。また、5 GHz 付近で膜面に対して垂直方向に存在する定在波である PSSW も確認できた。一方、スイッチを用いて高周波磁場の印加時間  $\tau_p$  を 1  $\mu\text{s}$  ~ 4  $\mu\text{s}$  まで変化させた時の共鳴周波数 (-3.3 GHz ~ -3.1 GHz) のマグノン密度の時間発展の様子を Fig.2 に示す。Fig.2 より、高周波磁場の印加時間が 1  $\mu\text{s}$  の時 (Fig.2 最下段) に 0.76  $\mu\text{s}$  でマグノン密度が増加し、1.17  $\mu\text{s}$  でマグノン密度が減少することがわかる。高周波磁場の印加時間を 2  $\mu\text{s}$ , 3  $\mu\text{s}$ , 4  $\mu\text{s}$  と長くすると印加時間に比例してマグノンの生成される時間が長くなることが確認できた。

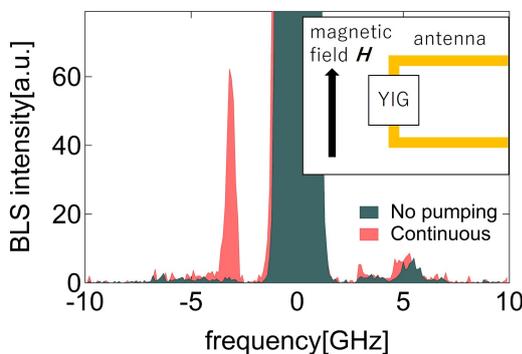


Fig. 1 BLS spectrum of pumped magnons.(The inset shows the experimental set-up for magnon generation.)

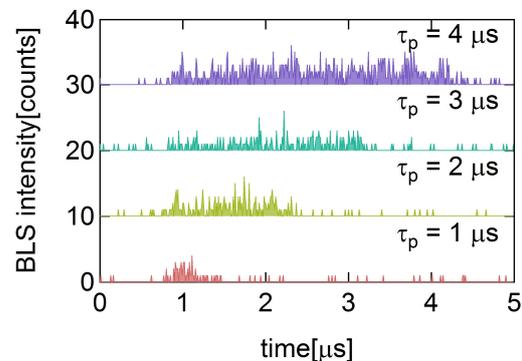


Fig. 2 Time evolution of magnon density.

### References

- 1) T. Neumann, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka and B. Hillebrands: *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 192502 (2009).
- 2) S.O. Demokritov *et al.*: *Phys. Rep.*, **348** 441-489 (2001).

# マグノニックデバイスにおけるノイズ評価

古川諒, 岩場雅司, 関口康爾  
(横浜国立大学理工学部)

Noise evaluation in magnon devices  
R. Furukawa, M. Iwaba, and K. Sekiguchi  
(Yokohama National Univ.)

## はじめに

マグノンとはスピン波を量子化した準粒子であり、マグノンを信号キャリアとして活用するデバイスをマグノニックデバイスと言う。マグノニックデバイスは電子の移動を伴わないため、超低消費電力の次世代デバイスとして期待されている。一般的な電子デバイスのノイズは  $1/f$  ノイズが支配的であるのに対して、マグノニックデバイスのノイズはランダムテレグラフノイズ (RTN) が大きな寄与とすることが近年報告された。本研究はイットリウム鉄ガーネット (YIG) を媒体として用い、入力アンテナから出力アンテナへマグノンを伝搬し、出力側に到達したパワーを観測することで最も単純なマグノン伝送路におけるノイズ特性を明らかにすることを目的とした。

## 実験方法

本研究で用いた実験回路の概略図を図1に示した。YIGは厚さ  $5.1 \mu\text{m}$ 、幅  $1.5 \text{ mm}$  であり、アンテナ間距離は  $5 \text{ mm}$  である。図の  $+y$  方向へ静磁場  $H_{ex}$  を印加し、入力アンテナにスピン波共鳴が起きる GHz 帯域の電力を流した。これにより YIG 内の  $+x$  方向にマグノンの静磁波モードを伝搬させた。出力アンテナでスピン波が生じる誘導起電力を検出し、スペクトラムアナライザでスピン波伝送によって生じるノイズを測定した。ノイズの検出と増幅にはダイオード検出器を用いた。

## 結果および考察

図2にスペクトラムアナライザで観測されたマグノンノイズ  $\Delta V$  を示す。  $\Delta V$  は静磁場  $H_{ex}$  印加前後における出力の差をとっている。 ( $\Delta V = V(H_{ex}) - V(H_{ex} = 0)$ ) ) 下の赤色のデータはマグノンが伝搬しない周波数で励起したノイズスペクトルで、上の緑色のデータはマグノンが伝搬する周波数で励起したノイズスペクトルである。図2のデータはマグノンによってノイズが大きくなることを表しており、これらのノイズの発生原因はマグノンの散逸プロセスに関連していると考えられる。スピン波共鳴で起こるマグノン散乱では励起された2つのマグノンが消滅し、周波数が近く逆方向の急速に散逸するマグノンのペアをつくる。ある密度でこれらのプロセスは雪崩のように起こり、マグノンの急激な減衰につながる。この減衰がノイズの発生原因として考えられる。<sup>1)</sup>

## 結論

マグノンを伝搬させた時に生じるマグノンノイズの検出に成功した。これらのマグノンノイズについて適切に評価・制御することにより、マグノニックデバイスでのノイズ低減をする指標を見つけることが可能である。また、ノイズ強度が小さくなる周波数や入力電力の条件を見つけることで今後のマグノニックデバイスへの応用が期待できる。

## 参考文献

- 1) S. Rumyantsev *et al*: Phys. Lett. A, **114**, 090601(2019).

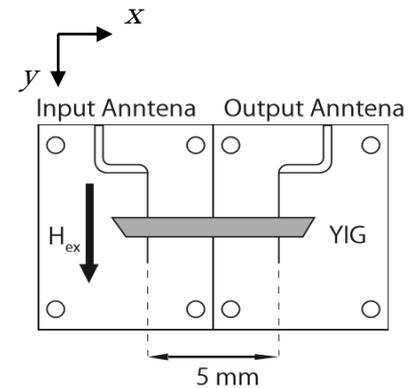


図1 マグノニック基板構成

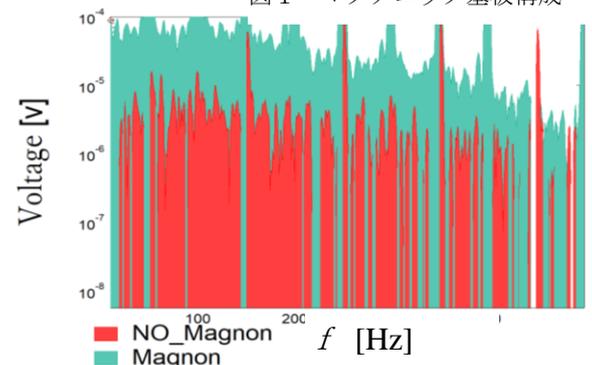


図2 マグノンの低周波ノイズ

# Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>/Pt 薄膜におけるテラヘルツ時間領域分光法を用いた

## パルスレーザー励起スピン流の強磁性層膜厚依存性

佐々木悠太<sup>1</sup>, 高橋有紀子<sup>1</sup>, 葛西伸哉<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 物材機構, <sup>2</sup>JST さきがけ)

Ferromagnetic layer thickness dependence of laser pulse stimulated spin current in Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>/Pt thin films measured by terahertz time-domain spectroscopy

Y. Sasaki, Y. K. Takahashi, S. Kasai

(<sup>1</sup>NIMS, <sup>2</sup>JST-PRESTO)

### はじめに

近年、強磁性金属/非磁性重金属薄膜に対して超短パルスレーザーを照射した際の数十フェムト秒から数百フェムト秒の間に発生するスピン流が報告された.[1, 2] 発生したスピン流が非磁性重金属層に注入されることで、逆スピンホール効果を介したパルス電流およびテラヘルツ(THz)波が発生し、その大きさからスピン流の大きさや逆スピンホール効果の大きさを評価できる。スピン流を増大させることで、THz 光源や超高速磁化反転などへの利用が可能となるため、高効率なスピン流発生方法を調べることは応用上重要であるが、強磁性材料に関して系統的に調べた報告は少ない。本発表では、強磁性金属層膜厚の異なる Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub> 薄膜において THz 波放射を測定し、組成比による超高速スピン流の強磁性金属層膜厚依存性の変化を系統的に調べた。

### 実験方法

MgO(001)基板上に超高真空マグネトロンスパッタ法を用いて試料を作製した。薄膜構成は基板側から、MgO(20)/Co<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>( $d_{\text{FM}}$ )/Pt(2) (膜厚単位 nm)である。組成比を  $x=0, 13, 50$  とし、強磁性層膜厚  $d_{\text{FM}}$  を様々変化した。中心波長 1030 nm, パルス幅 230 fs の Yb:KGW レーザーおよび 800  $\mu\text{m}$  の厚みを有する CdTe(110)単結晶を用いて、テラヘルツ時間分解分光法(THz-TDS)によって放射 THz 波を測定した。

### 実験結果

図2に THz 波放射強度  $S_{\text{peak}}$  を示す。全ての試料において、 $d_{\text{FM}}$  が小さくなるとともに  $S_{\text{peak}}$  が増大した。また、 $x$  によって  $S_{\text{peak}}$  の  $d_{\text{FM}}$  依存性が変化した。試料の THz 波放射効率および  $S_{\text{peak}}$  から見積もった超高速スピン流のピーク値  $j_s^{\text{peak}}$  を図 1(b)に示す。 $x$  が増大するとともに、 $j_s^{\text{peak}}$  が最大値をとる  $d_{\text{FM}}$  が大きくなった。スピン依存平均自由行程の  $x$  依存性との比較から、 $j_s^{\text{peak}}$  が平均自由行程でスケールされていることが示唆された。

本研究は JSPS 科研費 18H03787 の助成を受けて行われた。

### 参考文献

(1) T. Seifert, *et al.*, Nature Photon. **10**, 483 (2016)., (2) Y. Wu, *et al.*, Adv. Mater. **29**, 163031 (2017).

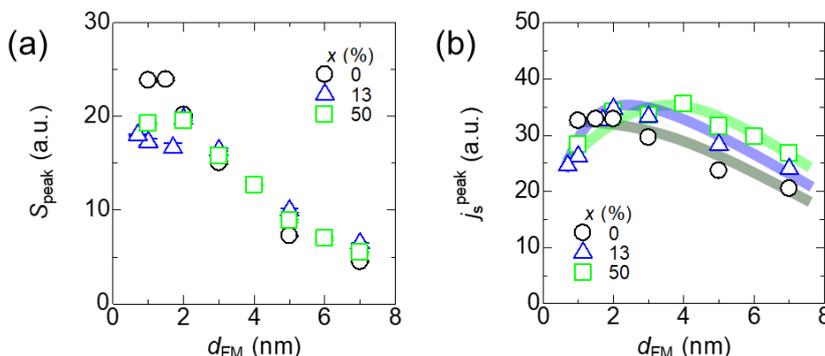


Figure 1. The peak intensity of THz wave signal  $S_{\text{peak}}$  and (b) peak intensity of the ultrafast spin current  $j_s^{\text{peak}}$  as a function of ferromagnetic layer thickness  $d_{\text{FM}}$ . Open circles, triangles, and squares are the data for the sample with  $x=0, 13$ , and  $50$ , respectively. The bold lines are guides to see.

# 磁気相転移に伴う Dy/NiFe 2 層膜のスピンの吸収効率の変化

慶大<sup>A</sup>, 中国科学院大<sup>B</sup>, 原研<sup>C</sup>, 理研<sup>D</sup>, 慶大スピン研<sup>E</sup>

山野井 一人<sup>A</sup>, 榊原有理<sup>A</sup>, 藤本純治<sup>B</sup>, 松尾衛<sup>B,C,D</sup>, 能崎幸雄<sup>A,E</sup>

Variation of spin sink efficiency in Dy/NiFe bilayer owing to magnetic phase transition

<sup>A</sup>Dept. of Phys. Keio Univ., <sup>B</sup>UCAS., <sup>C</sup>JAEA, <sup>D</sup>RIKEN, <sup>E</sup>Keio Spintronics Center

K. Yamanoi<sup>A</sup>, Y. Sakakibara<sup>A</sup>, J. Fujimoto<sup>B</sup>, M. Matsuo<sup>B,C,D</sup>, and Y. Nozaki<sup>A,E</sup>

## はじめに

4f希土類金属は強いスピン軌道相互作用を有するため、次世代のスピンロニクス材料や永久磁石の要素元素として不可欠な材料群である。中でも Dy は温度により強磁性と反強磁性（らせん磁性）の2種類の磁気秩序状態を同一材料で実現できるため、磁気とスピン散乱の相関を系統的に調べる上で理想的な系である。Dy のらせん磁性はハイゼンベルグ型の交換相互作用と RKKY 相互作用の競合により実現することが知られている。近年、反強磁性体を用いた長距離スピン流輸送<sup>1</sup>やスピン揺らぎを用いた巨大スピンホール効果<sup>2</sup>など興味深い物理現象も報告されている。そこで本研究では、Dy と強磁性 NiFe を接合した2層膜のギルバートダンピング定数を測定することにより、磁気相転移に伴う Dy のスピン吸収効率の変化を評価した。

## 実験方法及び結果

マグネトロンスパッタリング法により、熱酸化 Si 基板上に Ta(3 nm)/Dy(50 nm)/NiFe(20 nm) 多層膜を連続成膜した。Dy 成膜時のみ基板を 350 度に加熱し、他の金属は室温成膜した。その後、イオンミリング装置とレーザー描画装置を用いて、多層膜を細線形状に加工し、その上から Ti/Au で構成されるマイクロ波導波路を作製した。まず、Dy 薄膜の磁気特性の温度依存性を評価するために、200 mT の静磁場で Dy-磁化の温度依存性を測定した。その結果、130~178 K の温度範囲にて反強磁性相が出現することが分かった。図 1 に、ベクトルネットワークアナライザを用いて測定した室温における導波路の  $S_{11}$  パラメータの周波数依存性を示す。マイクロ波の吸収が見られる周波数が静磁場強度に依存して変化しており、Dy に接合した NiFe の FMR 周波数と一致した。同様の実験を 110~300 K の範囲の任意の温度にて実施し、スペクトルの半値幅の周波数依存性から有効ダンピングの温度依存性を評価した。更に、NiFe/Dy の有効ダンピングから、NiFe 単層でのダンピング定数の温度依存性を差し引くことで、Dy のスピン吸収効果を算出した結果を図 2 に示す。Dy のスピン吸収効果は、常磁性(PM) から反強磁性(AFM) への相転移点では極大を示した一方で、AFM から強磁性(FM) への相転移点では単調に増加した。前者は、スピン吸収効果が相転移点近傍におけるスピン揺らぎにより増大することを示している<sup>3</sup>。また FM に対して AFM ではスピン吸収効果が大幅に低下し、PM と同程度であることが分かった。

発表では、Dy のスピンポンピング効果に加えて、Dy のスピンホール角についても議論する予定である。

## 参考文献

- 1) R. Lebrun, A. Ross, S. A. Bender, A. Qaiumzadeh, L. Baldrati, J. Cramer, A. Brataas, R. A. Duine and M. Kläui, Nature (2018).
- 2) Y. Niimi, M. Kimata, Y. Omori, B. Gu, T. Ziman, S. Maekawa, A. Fert and Y. Otani, PRL 115, 196602 (2015).
- 3) Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh and S. Maekawa, PRB 89, 174417 (2014).

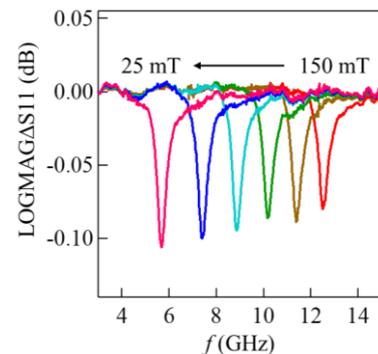


図 1. 25~150 mT の範囲の異なる静磁場で測定した Dy/NiFe 2 層膜の FMR スペクトル

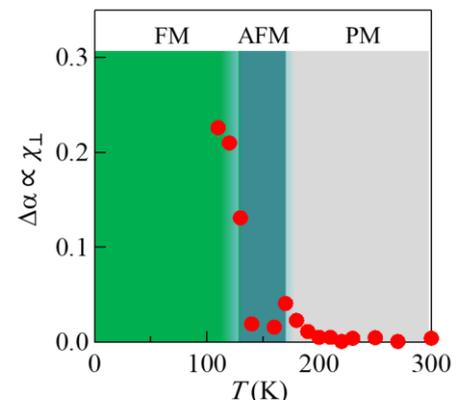


図 2. Dy/NiFe 多層膜のスピン注入効率の温度依存性

# 熱励起スピンの流を用いた Dy のスピンのホール電圧測定

榊原有理<sup>A</sup>、山野井一人<sup>A</sup>、能崎幸雄<sup>A,B</sup>  
(慶大理工<sup>A</sup>、慶大スピン研<sup>A,B</sup>)

Measurement of the spin Hall voltage of Dy using thermally excited spin current

Yuri Sakakibara<sup>A</sup>, Kazuto Yamanoi<sup>A</sup>, Yukio Nozaki<sup>A,B</sup>

(<sup>A</sup>Dept. of Phys. Keio Univ., <sup>A,B</sup>Keio Spintronics Center)

## 背景

反強磁性体は THz 領域の超高速特性や、外部磁場への耐久性など優れた特性を有しており、その応用に向けた研究が盛んに行われている。さらに近年では、反強磁性体のスピン輸送特性に由来する興味深い物理現象が報告されている[1]。マンガン合金など副格子の磁気モーメントが反平行に配列したコリニアな反強磁性体に対し、希土類元素ジスプロシウム(Dy) は RKKY 相互作用によりノンコリニアならせん型の反強磁性特性を示すことで知られている。さらに Dy は、低温でらせん磁性から強磁性への磁気相転移が生じるため、磁気秩序とスピン輸送特性の相関を調べる系として最適である。そこで本研究では、マグネトロンスパッタリング法により Dy 薄膜を作製し、その結晶構造及び磁気特性の温度依存性を調べた。さらに、熱励起スピンの流を用いて Dy のスピンのホール効果を評価した。

## 実験方法と結果

スパッタ Dy 薄膜の結晶構造及び磁気特性を評価するために、熱酸化被膜付 Si 基板上に Ta(5 nm)/Dy(50 nm)/Ta(5 nm)を連続成膜した。ただし、Dy の成膜温度は室温と 350 °C の 2 種類で比較した。図 1(a)は 350 °C で成膜した Dy 薄膜に対し、200 mT の磁場を印加しながら測定した磁化の温度依存性である。176 K で磁化が極大を示した後、130 K 以下で磁化が急増した。これはそれぞれ、常磁性かららせん磁性、さらには強磁性への磁気相転移に伴う効果である。室温で成膜した場合には 176 K 付近の磁化の極大が消滅し、らせん磁性への磁気相転移が見られなかった。図 1(b) は 350 °C 成膜の Dy 薄膜について観察した二次元 X 線回折像である。室温成膜に比べて、hcp(002)の配向度が高く、これがらせん磁性発現に重要であることが分かった。

次に、熱励起スピンの流を用いたスピンのホール電圧の測定系を評価するため、まずはスピンのホール効果がよく知られている Pt を用いた対照実験を行った。Pt/NiFe 二層膜を作製し、その上にヒータ電極を取り付けて膜厚方向に熱勾配を与えて、NiFe から Pt への熱励起スピンの流を注入した。図 2 にスピンのホール電圧の Pt 膜厚依存性を示す。膜厚がスピン拡散長よりも厚い場合のスピンのホール電圧の理論式とのフィッティングにより Pt のスピン拡散長は 1.8 nm 程度と求められ、Pt の文献値とよく一致した[2]。発表では、らせん磁性を発現した Dy 薄膜に対して同様の実験を行い、Dy のスピンのホール角を評価した結果について議論する。

## 参考文献

- 1) V. Baltz, *et al.* Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
- 2) Kouta Kondou, *et al.* Appl. Phys. Express **5**, 073002 (2012).

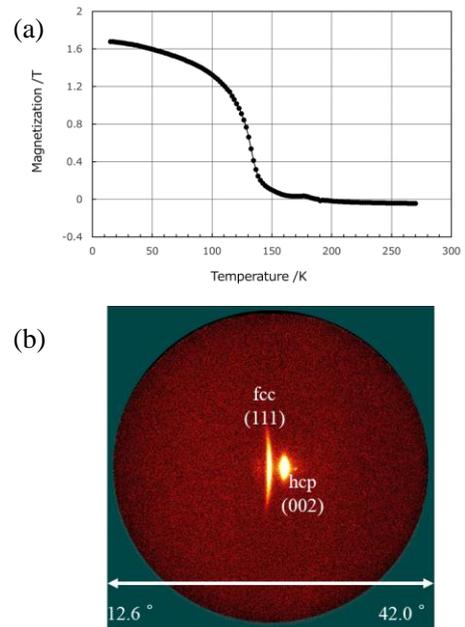


図 1. 成膜温度 350°C で作製した Dy 薄膜の (a)磁化の温度依存性と、(b)二次元 X 線回折像

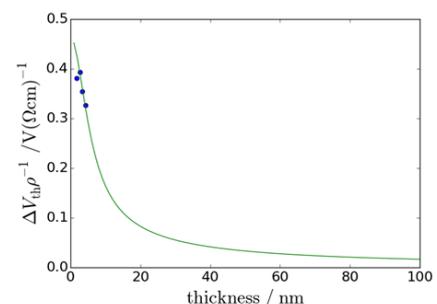


図 2. NiFe/Pt 二層膜におけるスピンのホール電圧の Pt 膜厚依存性

# Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/VO<sub>2</sub> 二層接合における強磁性共鳴下での起電力の温度依存性

田村和真、神吉輝夫<sup>1</sup>、白井俊、田中秀和<sup>1</sup>、手木芳男<sup>2</sup>、仕幸英治  
(阪市大院工、<sup>1</sup>阪大産研、<sup>2</sup>阪市大院理)

Temperature dependence of electromotive forces in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/VO<sub>2</sub> bilayer junctions under the ferromagnetic resonance

Kazuma Tamura, Teruo Kanki<sup>1</sup>, Shun Shirai, Hidekazu Tanaka<sup>1</sup>, Yoshio Teki<sup>2</sup>, Eiji Shikoh  
(Osaka City Univ. Eng., <sup>1</sup>ISIR, Osaka Univ., <sup>2</sup>Osaka City Univ. Sci.)

## はじめに

スピントロニクスにおいて、スピン流を外場で制御するスピン流スイッチの実現は重要な課題である。本研究では、遷移金属酸化物である二酸化バナジウム(VO<sub>2</sub>)に着目した。VO<sub>2</sub>はある温度付近で抵抗値が急激に変化する金属絶縁体転移という特性を持つ<sup>1)</sup>。この金属絶縁体転移を利用し、スピン流を熱スイッチングできるデバイスの創成が期待できる。最近、フェリ磁性絶縁体である YIG からスピンポンピングを用いて VO<sub>2</sub> へのスピン注入が達成された<sup>2)</sup>。しかし、実用化には良質な YIG を作製することが必要であるが、非常に困難である。本研究では、代表的な強磁性金属である Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> を利用し、Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/VO<sub>2</sub> 二層接合における強磁性共鳴下での起電力の温度依存性を評価した。

## 実験方法

Fig. 1 に、Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(25nm)/VO<sub>2</sub>(10nm)二層接合の試料構造を示す。真空蒸着装置を用いて、TiO<sub>2</sub>(001)基板の上に、VO<sub>2</sub>はパルスレーザー堆積法、Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>とPdは電子ビーム蒸着法を用いて作製した。Pdは電圧計によって起電力を測定する際の電極として用いた。伝送線路によって発生させた高周波磁界と電磁石による静磁界を試料に印加することで強磁性共鳴(FMR)を励起し、スピンポンピングを行った。注入されたスピン流は、VO<sub>2</sub>薄膜中で逆スピンホール効果(ISHE)<sup>3)</sup>によって電流に変換される。この電流をVO<sub>2</sub>の抵抗を介して起電力として検出することにより、VO<sub>2</sub>薄膜へのスピン注入特性を評価した。また、ペルチェ素子により温度制御を行い、温度依存性について評価した。

## 実験結果

Fig. 2 に、Fig. 1 の試料における抵抗値 $R$ 及びFMR下での起電力 $V_{\text{FMR}}$ の温度依存性を示す。抵抗値が急激に変化していることから、金属絶縁体転移が発生していることがわかる。また、VO<sub>2</sub>薄膜が絶縁体から金属に変化すると、 $V_{\text{FMR}}$ は小さくなった。ここで得られる起電力 $E$ は(1)式のように表せる。

$$E = R \vec{J}_C \propto R \theta_{\text{SHE}} \vec{J}_S \times \vec{\sigma} \quad (1)$$

$J_C$ 、 $\theta_{\text{SHE}}$ 、 $J_S$ 及び $\sigma$ はそれぞれ電流、スピンホール角、純スピン流及びスピン偏極ベクトルである。(1)式より、 $R$ の変化量に対して $E$ がそれほど変化していないことから、 $E$ の大きさには $\theta_{\text{SHE}}$ と $J_S$ の寄与が大きいと考えられる。つまり、金属絶縁体転移によってVO<sub>2</sub>薄膜のスピン-電流変換効率やスピン注入効率が変化したと考えられる。学会時には、研究の詳細について議論する。

## 参考文献

- 1) H. Takami, et al., Appl. Phys. Lett., 101, 263111(2012).
- 2) T.S. Safi, et al., Nat. Commun., Vol.11, p.476 (2020).
- 3) E. Saitoh, M. Ueda, and H. Miyajima, Appl. Phys. Lett., 88, 182509(2006).

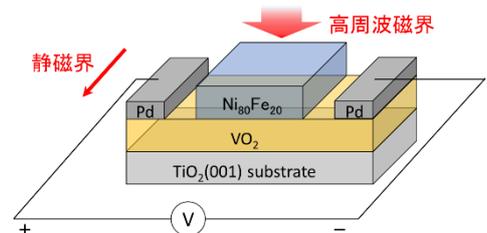


Fig. 1. Structure of sample.

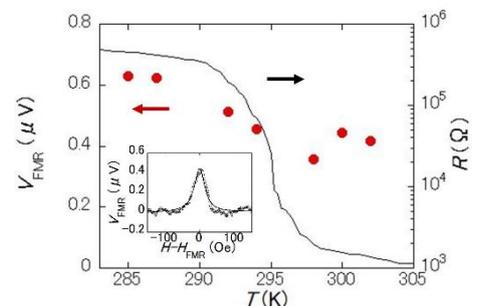


Fig. 2. Temperature dependence of  $V_{\text{FMR}}$  and  $R$ . The inset shows output voltage at 300K.

# 剛直性分子蒸着膜中のスピンプンピングによるスピン輸送

西田和弘、手木芳男\*、仕幸英治  
(阪市大院工、\*阪市大院理)

Spin-pump-induced spin transport in thermally-evaporated rigid molecular films

K. Nishida, Y. Teki\*, E. Shikoh

(Osaka City Univ. Grad. of Eng., \*Osaka City Univ. Grad. of Sci.)

## はじめに

分子薄膜は一般にスピン軌道相互作用が小さく、スピン輸送の点において有望であり、スピントロニクスデバイスへの応用が期待されているが、分子薄膜は金属に比べて電気抵抗が高いため、スピン偏極電流によるスピン注入は困難である<sup>1)</sup>。そこで、この困難を回避できると考えられるスピンプンピングによる純スピン流注入により、これまでに様々な分子薄膜のスピン輸送特性が評価されてきた<sup>2-5)</sup>。一方、分子薄膜材料は一般に物理的耐久性が低い。そこで本研究では分子エレクトロニクス分野で実績のある剛直性分子 PTCDA 薄膜に着目し、その純スピン流輸送を達成することによりスピントロニクス材料としての有望性を調査した。

## 実験方法

電子ビーム蒸着法および抵抗加熱蒸着法を用いて「Pd(膜厚 10 nm)/PTCDA( $d$ )/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(25 nm)」の三層構造試料(Fig. 1)を作製した。強磁性共鳴 FMR を用いたスピンプンピングにより Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> から PTCDA 分子膜へ純スピン流  $J_s$  が生成される。その  $J_s$  は Pd へと吸収され、Pd 中で逆スピンホール効果 ISHE<sup>6)</sup>により起電力  $E$  に変換される。そのため Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> の FMR 下において、Pd の ISHE による起電力が観測されれば PTCDA 薄膜中のスピン輸送達成の証拠になる。FMR 励起には ESR 装置を、起電力検出にはナノボルトメータを用いた。評価は全て室温で実施した。

## 実験結果

Fig. 2 に  $d = 30$  nm 試料の(a)FMR 特性と(b)FMR 磁界付近における Pd からの起電力特性を示す。高周波の出力は 200 mW である。FMR 磁界付近において、静磁界  $H$  に対して反転対称性を示す起電力特性が観測された。また、観測された起電力は高周波出力に比例した。一方 Pd の代わりにスピン軌道相互作用の小さな Cu を用いた試料からは大きな起電力は得られなかった (Fig. 2(C)&(d))。以上より Pd 試料で観測された起電力は Pd の ISHE による起電力と結論した。即ち、PTCDA 薄膜の室温スピン輸送を達成した<sup>7)</sup>。更に起電力の PTCDA 膜厚依存性の評価により PTCDA 蒸着膜のスピン拡散長を約  $14 \pm 2.0$  nm と見積もった<sup>7)</sup>。これらにより PTCDA 薄膜はスピントロニクス材料としても有望であると結論した。学会時には詳細を議論する。

## 参考文献

- 1) G. Schmidt, *et al.*, Phys. Rev. B **67**, R4790 (2000).
- 2) S. Watanabe, *et al.*, Nature Phys. **10**, 308 (2014).
- 3) M. Kimata, *et al.*, Phys. Rev. B **91**, 224422 (2015).
- 4) Y. Tani, Y. Teki, E. Shikoh, Appl. Phys. Lett. **107**, 242406 (2015).
- 5) Y. Tanaka, K. Kono, Y. Teki, E. Shikoh, IEEE Trans. Mag., **55**, 1400304 (2019).
- 6) E. Saitoh, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- 7) K. Nishida, Y. Teki, E. Shikoh, Solid State Commun., **312**, 113898 (2020).

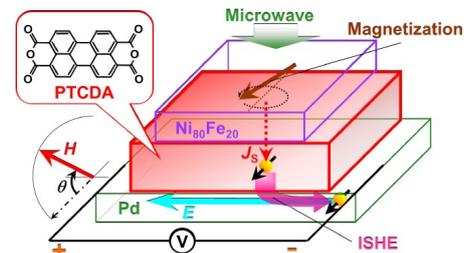


Fig. 1. A sample structure in this study.

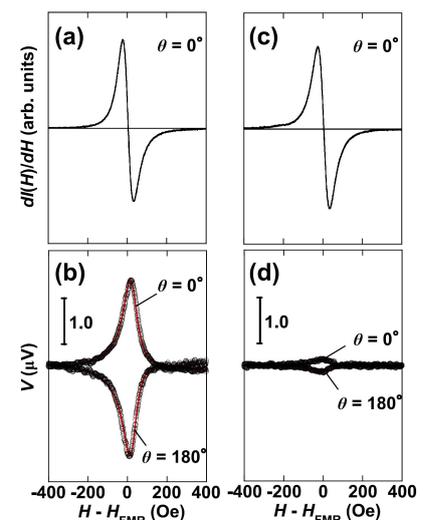


Fig. 2. (a) FMR spectrum and (b) output voltage properties of a sample with a Pd layer<sup>7)</sup>. (c) FMR spectrum and (d) output voltage properties of a sample with a Cu layer<sup>7)</sup>.

# 有機半導体ナフチルジアミン蒸着薄膜中のスピンの輸送

大西裕一郎、手木芳男\*、仕幸英治  
(阪市大院工、\*阪市大院理)

Spin transport in thermally-evaporated organic-semiconductor naphthyl diamine films

Y. Onishi, Y. Teki\*, E. Shikoh  
(Osaka City Univ. Eng., \*Osaka City Univ. Sci.)

## はじめに

近年、純スピン流の輸送材料として分子材料が注目され、先行研究では真空蒸着法で成膜した結晶性分子の薄膜でスピン輸送が達成されている<sup>1)</sup>。本研究では、真空蒸着法で成膜した際にアモルファス構造をとる有機半導体ナフチルジアミン、*N,N'*-ジ-1-ナフチル-*N,N'*-ジフェニルベンジジン(alpha-NPD)に注目する<sup>2)</sup>。alpha-NPDは有機発光ダイオードの正孔輸送層として実用されている有機半導体であり、良好な電荷移動度を有する<sup>3)</sup>。このような発光素子への純スピン流の応用のため alpha-NPD におけるスピン輸送実験を行った。純スピン流の生成方法としては材料界面でのコンダクタンスミスマッチ<sup>4)</sup>を無視できる動力学的手法、スピンプンピングを用いて alpha-NPD 薄膜の室温におけるスピン輸送特性を評価した。

## 実験方法

真空蒸着装置を用いた電子ビーム蒸着、抵抗加熱蒸着によって Pd(10 nm)/alpha-NPD(*d*)/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>(25 nm)の三層構造の試料を作製した(Fig.1)。強磁性共鳴を用いたスピンプンピングによって強磁性層 Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> から輸送層 alpha-NPD に純スピン流  $J_s$  が伝わり、さらに検出層 Pd に伝播される。純スピン流は Pd の大きいスピン軌道相互作用に由来した逆スピンホール効果(ISHE)<sup>5)</sup>によって起電力( $V_{ISHE}$ )に変換される。よって alpha-NPD 薄膜中のスピン輸送の達成は、Pd で起電力が観測され、それが逆スピンホール効果によるものであると確かめることで示される。強磁性共鳴の励起には電子スピン共鳴装置を、起電力の観測にはナノボルトメータを使用した。実験はすべて室温で行った。

## 実験結果

Fig.2 に  $d = 50$  nm の試料における強磁性共鳴スペクトルと共鳴磁界付近における Pd の出力電圧特性を示す。マイクロ波の出力は 200 mW で、静磁界の印加角度は  $0^\circ$  と  $180^\circ$  の両方で評価した。共鳴磁界付近において静磁界方向の逆転に伴った起電力の反転が観測された。またこの出力電圧はマイクロ波パワーと正の相関を持っていることがわかった。またスピン軌道相互作用の影響を調べるため Pd を、その大きさが小さい Cu に変えて同様の実験を行ったところ起電力は Pd のときと比べ小さかった。以上のことから Pd の試料における出力電圧は主に逆スピンホール効果によるものと結論した。つまり alpha-NPD 薄膜中のスピン輸送を達成した。学会時には上記の詳細なデータに加えて起電力の alpha-NPD 膜厚依存性についても議論する。

## 参考文献

- 1) Y.Tani, et al., Appl. Phys. Lett., 107,242406, (2015).
- 2) José C.S.Costa, et al., J. Mater. Sci., 53,12974-12987, (2018).
- 3) 時任静士, et al., 有機 EL ディスプレイ, オーム社, (2004).
- 4) G. Schmidt, et al., Phys. Rev. B 67, R4790 (2000).
- 5) E. Saitoh, et al., Appl. Phys. Lett. 88, 182509 (2006).

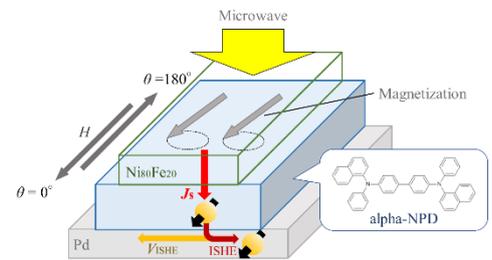


Fig. 1. sample structure and spin-pumping.

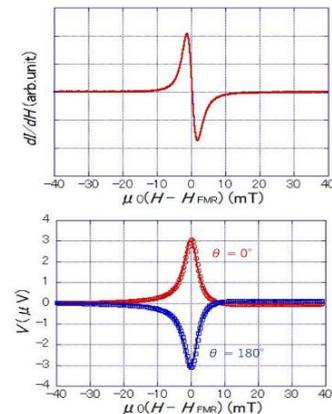


Fig. 2. (a) FMR spectrum. (b) Output voltage under the FMR.

# Renaissance of Ferromagnetic Semiconductors and Spintronics Applications (強磁性半導体ルネサンスとスピントロニクスへの応用)

Masaaki Tanaka<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> *Department of Electrical Engineering and Information Systems, The University of Tokyo*

<sup>2</sup> *Center for Spintronics Research Network (CSRN), The University of Tokyo*

<sup>3</sup> *Institute for Nano Quantum Information Electronics, The University of Tokyo*

Ferromagnetic semiconductors (FMSs) with high Curie temperature ( $T_C$ ) are strongly required for spintronics device applications. So far, the mainstream study of FMSs is Mn-doped III-V FMSs; however they are only p-type and their  $T_C$  is much lower than 300 K. In this study, we present a new class of FMSs with high  $T_C$ , Fe-based narrow-gap III-V FMSs. Because Fe atoms are in the isoelectronic  $\text{Fe}^{3+}$  state in III-V, the carrier type can be controlled independently and thus both n-type and p-type FMSs are obtained. Using low-temperature molecular beam epitaxy, we have successfully grown both p-type FMS [(Ga,Fe)Sb [1], (Al,Fe)Sb [2]] and n-type FMSs [(In,Fe)As [3], (In,Fe)Sb [4]]. The most notable feature in these Fe-based FMSs is that the  $T_C$  value increases monotonically as the Fe content increases; and there is a tendency that  $T_C$  is higher as the bandgap is narrower, which contradicts the prediction of the mean-field Zener model. Intrinsic room-temperature ferromagnetism has been observed in  $(\text{Ga}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Sb}$  with  $x \geq 23\%$  [1] and  $(\text{In}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{Sb}$  with  $x \geq 16\%$  [4], which are promising for practical spintronic devices operating at room temperature.

We also present our findings on new magnetotransport phenomena in heterostructures containing these Fe-doped FMSs. In an Esaki diode composed of a 50 nm-thick n-type FMS (In,Fe)As (6% Fe) / 250 nm-thick  $\text{p}^+$  InAs:Be, we found that the magnetic-field-dependence of the current flowing through the pn junction (magnetoconductance, MC) can be largely controlled, both in sign and magnitude, with the bias voltages  $V$  [5,6]: The diode shows small positive MC ( $\sim 0.5\%$ ) at  $V < 450$  mV, but the MC changes its sign and magnitude at  $V > 450$  mV, reaching  $-7.4\%$  (at 1T) at  $V = 650$  mV. This bias-controlled MC originates from the change in the band components of (In,Fe)As that participate in the spin-dependent transport.

Furthermore, we found that the current flowing in a nonmagnetic n-type InAs quantum well (QW) that is interfaced to an insulating p-type (Ga,Fe)Sb layer (20% Fe,  $T_C > 300$  K) exhibits a giant change of approximately 80% at high magnetic field and that its magnitude can be controlled by ten-fold using a gate. The mechanism for this large magnetoresistance is attributed to a strong magnetic proximity effect (MPE) via the  $s$ - $d$  exchange coupling at the InAs/(Ga,Fe)Sb interface. It was found that a spin splitting in the InAs QW is induced by MPE, which can be varied between 0.17 meV and 3.8 meV by the gate voltage [7]. Other studies on ferromagnetic semiconductor heterostructures are underway and novel phenomena and properties are being investigated [7-9]; these new properties of the Fe-doped FMS-based materials and devices provide novel functionalities for future spin-based electronics.

This work was partly supported by Grants-in-Aid for Scientific Research (Nos. 16H02095, 17H04922, and 18H05345), CREST of JST (No. JPMJCR1777), and Spintronics Research Network of Japan (Spin-RNJ).

## References

- [1] N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 192401 (2016).
- [2] L. D. Anh, D. Kaneko, P. N. Hai, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 232405 (2015).
- [3] P. N. Hai, L. D. Anh, S. Mohan, T. Tamegai, M. Kodzuka, T. Ohkubo, K. Hono, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 182403 (2012); M. Tanaka, S. Ohya, and P. N. Hai (*invited paper*) *Appl. Phys. Rev.* **1**, 011102 (2014).
- [4] N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Express* **11**, 063005 (2018).
- [5] L. D. Anh, P. N. Hai, and M. Tanaka, *Nature Commun.* **7**, 13810 (2016).
- [6] L. D. Anh, P. N. Hai, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 102402 (2018).
- [7] K. Takiguchi, L. D. Anh, T. Chiba, T. Koyama, D. Chiba, and M. Tanaka, *Nature Phys.* **15**, 1134 (2019).
- [8] T. Nakamura, L. D. Anh, Y. Hashimoto, S. Ohya, M. Tanaka, S. Katsumoto, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 107001 (2019).
- [9] S. Goel, L. D. Anh, S. Ohya, and M. Tanaka, *Phys. Rev. B* **99**, 014431 (2019).

# Room-temperature germanium spintronics developed by atomically controlled heterointerfaces

Kohei Hamaya

Center for Spintronics Research Network, Graduate School of Engineering Science,  
Osaka University, Toyonaka 560-8531, Japan

Semiconductor (SC) spintronics is expected for the achievement of novel logic and memory architectures with low power consumption in future electronics<sup>1)</sup>. In particular, because of the compatibility with CMOS technologies and optical communication on the silicon platform (Si-photonics), germanium (Ge)-based spintronic technologies have so far been developed<sup>2)</sup>. To operate Ge spintronic devices with nonvolatile memory effect above room temperature, it is essential to obtain sufficiently large local two-terminal magnetoresistance (MR) signals. Unfortunately, the value of room-temperature MR ratio in *n*-Ge-based lateral spin-valve devices has been less than 0.001 %<sup>3,4)</sup>.

In this talk, we introduce a new method for enhancing room-temperature MR ratio in Ge spintronic devices. Here, we utilize an atomic-layer termination technique in addition to our unique technology with ferromagnetic (FM) Heusler alloy/Ge Schottky-tunnel contacts on Si substrates<sup>2)</sup>. When we insert five-six Fe atomic layers between the Heusler-alloy spin injector and the Ge layer, the quality of the Heusler alloy near the interface is significantly improved<sup>5)</sup>. As a result, even at room temperature, we can obtain a large MR ratio of 0.04 %<sup>5)</sup>, two orders of magnitude larger than those in previous works<sup>3,4)</sup>. For obtaining the highest MR ratio, we can reduce the electric power down to ~ 0.12 mW, one order of magnitude lower than that (~ 1.15 mW) in Si-based devices with MgO tunnel barriers<sup>6)</sup>. Because the MR ratio at 8 K reaches 0.43 % for above devices<sup>5)</sup>, we also explore the degradation mechanism of the MR ratio with increasing the temperature (*T*). From the analyses based on the standard one-dimensional spin-diffusion model<sup>7)</sup>, we can verify the temperature dependence of the FM/Ge interface spin polarization (*P*). As consequences, the decay mechanism of the FM/SC interface *P* with increasing temperature can be interpreted in terms of the  $T^{3/2}$  law meaning a model of the thermally excited spin waves in the FM electrodes<sup>8)</sup>. Also, we confirm that the temperature-dependent magnetization of the ultra-thin FM layer just on top of Ge is strongly related to the degradation of the MR ratio<sup>8)</sup>. Therefore, the strong ferromagnetism of the FM layer near the interface is essential for high-performance Ge spintronics devices above room temperature.

The author appreciates good collaborative research with Prof. K. Sawano, Prof. V. Lazarov, Prof. T. Oguchi, Prof. R. Nakatani, Prof. Y. Shiratsuchi, Prof. S. Ohya, Dr. T. Fukushima, Dr. M. Yamada, Dr. S. Yamada, and the colleagues of our group in Osaka University. This work was partly supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research (S) (No. 19H05616) from the Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) and the Spintronics Research Network of Japan (Spin-RNJ).

## References

- 1) M. Tanaka and S. Sugahara, *IEEE Trans. Electron Devices* **54**, 961 (2007).
- 2) K. Hamaya *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 393001 (2018).
- 3) M. Tsukahara, KH *et al.*, *Appl. Phys. Express* **12**, 033002 (2019).
- 4) Y. Fujita, KH *et al.*, *Phys. Rev. B* **100**, 024431 (2019).
- 5) M. Yamada, KH *et al.*, *NPG Asia Mater.* **12**, 47 (2020).
- 6) M. Ishikawa, KH *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **54**, 1400604 (2018).
- 7) A. Fert and H. Jaffrès, *Phys. Rev. B* **64**, 184420 (2001).
- 8) M. Yamada, KH *et al.*, (submitted).

## Spintronics using local angular momentum of surface acoustic wave

Y. Nozaki<sup>1,5</sup>, S. Tateno<sup>1</sup>, Y. Kurimune<sup>1</sup>, M. Matsuo<sup>2,3,4</sup> and S. Maekawa<sup>4,2</sup>  
(<sup>1</sup>Keio Univ., <sup>2</sup>UCAS, <sup>3</sup>JAEA, <sup>4</sup>RIKEN, <sup>5</sup>CSRN Keio Univ.)

Spin-vorticity coupling (SVC), which is one of the general relativistic effects in rotating body, enables us to convert mechanical angular momentum with magnetization, i.e. spin and/or orbital angular momentum of electrons. Since a novel type of spin current (SC) generation via SVC in a surface acoustic wave (SAW) was theoretically predicted by Matsuo et al.<sup>1)</sup>, experimental studies on the SVC had been reported by several groups. Recently, we have succeeded to demonstrate a spinwave resonance (SWR) excitation via alternating SC generated in a NiFe(20 nm)/Cu(200 nm) bilayer deposited on piezoelectric LiNbO<sub>3</sub> substrate when the Rayleigh-type SAW is applied<sup>2)</sup>. However, there are still some open questions. First, there is no clear evidence that a gradient of SAW vorticity needed for SC generation exists in 200-nm-thick Cu film. Second, to understand the SVC quantitatively, we must evaluate the alternating SC in Cu as a function of amplitude of lattice deformation. Third, the theory expects two different sources for spin accumulation. One is the time derivative of local angular momentum  $\mathcal{Q}$ , and the another is  $\mathcal{Q}$  itself. We must examine which is dominant contributor for the SC generation. Moreover, there is a renormalization factor in the analytical expression of SC which is hard to be determined theoretically. It is significant to quantify this factor because the magnitude determines the conversion efficiency between the local angular momentum of the SAW and spin angular momentum. To improve the understanding in the microscopic mechanism of the angular momentum conversion between microscopic electron spin and macroscopic angular momentum in the SAW, we need quantitative information on the magnitude and spatial distribution of the SAW in the bilayer system.

In this symposium, we will show our recent experimental studies on (i) highly nonreciprocal SWR excited using magnetoelastic coupling in Ni/Si bilayer<sup>3)</sup>, (ii) reciprocal SWR excited using gyromagnetic coupling in NiFe single layer<sup>4)</sup>, and (iii) electrical measurement of alternating SC in NiFe/Cu bilayer<sup>5)</sup>. The nonreciprocity of the SWR owing to a shear strain component was strongly enhanced by embedding the Ni far from the surface. From the variation of the nonreciprocity on the thickness of Si covered on the Ni, we can estimate the depth profile of the relative amplitude of the shear strain component with respect to the longitudinal strain component that gives the spatial distribution of the SAW. Moreover, a picometer order SAW amplitude averaged over the NiFe film was experimentally evaluated from the amplitude of SWR excited via gyromagnetic effect whose amplitude was simply given by the vorticity of SAW. Finally, from the comparison between the amplitude of the alternating SC in NiFe/Cu bilayer and the SAW amplitude evaluated, we found that the conversion efficiency of the angular momentum from the SAW to the electron spin was much larger than in the spin current generation using a vorticity of liquid metal<sup>6)</sup>. Theoretically, the conversion efficiency of the angular momentum from the lattice into electron spins becomes larger when the difference of the energy scales is smaller between lattice motion and spins. Consequently, the renormalization factor of the elastic system is much larger than that of the liquid-metal flow because the elastic motion of our setup is in the gigahertz range whereas the vorticity of the liquid-metal flow is in the kilohertz range.

### Reference

- 1) M. Matsuo, J. Ieda, K. Harii, E. Saitoh, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **87**, 180402(R) (2013).
- 2) D. Kobayashi, T. Yoshikawa, M. Matsuo, R. Iguchi, S. Maekawa, E. Saitoh, and Y. Nozaki *Phys. Rev. Lett.* **119**, 077202 (2017).
- 3) S. Tateno and Y. Nozaki, *Phys. Rev. Applied* **13**, 034074 (2020).
- 4) Y. Kurimune, M. Matsuo and Y. Nozaki, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 217205 (2020).
- 5) S. Tateno, M. Matsuo and Y. Nozaki, *Phys. Rev. B.* **102**, 104406 (2020).
- 6) M. Matsuo, Y. Ohnuma, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **96**, 020401(R) (2017).

## Controlling antiferromagnetic resonances

Takahiro Moriyama<sup>1</sup>, Kensuke Hayashi<sup>2</sup>, Keisuke Yamada<sup>2</sup>, Mitsuhiro Shima<sup>2</sup>, Yutaka Ohya<sup>2</sup>,  
Yaroslav Tserkovnyak<sup>3</sup> and Teruo Ono<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute for Chemical Research, Kyoto University

<sup>2</sup>Department of Materials Science and Processing, Graduate School of Natural Science and Technology,  
Gifu University

<sup>3</sup>Department of Physics and Astronomy, University of California Los Angeles

In antiferromagnetic spintronics where manipulation of the antiferromagnetic spins is a central technological challenge<sup>1</sup>, it is important to understand the dynamic properties, especially their THz spin dynamics and the magnetic damping. While both experimental and theoretical investigations of the antiferromagnetic resonance began in 1950s<sup>2</sup>, they have been recently revisited with more advanced experimental techniques<sup>3,4</sup> as well as with more rigorous theoretical treatments<sup>5</sup> in the context of emerging antiferromagnetic spintronics. In the early stage of the investigations, the state-of-art spectroscopy with a rather inefficient and weak far-infrared source<sup>1</sup> was employed to investigate various antiferromagnets, such as NiO, CoO, MnO, and Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Although their high resonant frequencies have been experimentally confirmed, the experimental technique at the time was not sufficiently sensitive to withstand detail analyses of the spin dynamics and the magnetic damping. Moreover, importance of the magnetic damping in antiferromagnet was not seriously argued. However, thanks to the recent development of the THz technologies, frequency-domain THz spectroscopies with much better sensitivity than before has now become accessible and affordable for investigating in more detail the spin dynamics in antiferromagnets.

The talk will be based on our recent results on (1) frequency-domain THz spectroscopies of antiferromagnetic NiO and the detail analysis of the antiferromagnetic damping<sup>6</sup>, (2) observation of the THz spin pumping effect in NiO/Pt and NiO/Pd<sup>7</sup>, and (3) control of the antiferromagnetic resonance properties by cation substitutions of NiO<sup>8</sup>.

This work was supported by the JSPS KAKENHI Grants Nos. 17H04924, 15H05702, 17H04795, 18H01859, 17H05181 (“Nano Spin Conversion Science”), and by the Collaborative Research Program of Institute for Chemical Research, Kyoto University.

### References

- 1) V. Baltz *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- 2) L. R. Maxwell *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 279 (1953).
- 3) T. Kampfrath *et al.*, *Nat. Photon.* **5**, 31 (2011).
- 4) T. Satoh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 77402 (2010).
- 5) A. Kamra *et al.*, *Phys. Rev. B* **98**, 184402 (2018).
- 6) T. Moriyama *et al.*, *Phys. Rev. Mater.* **3**, 051402 (2019).
- 7) T. Moriyama *et al.*, *Phys. Rev. B* **101**, 060402 (2020).
- 8) T. Moriyama *et al.*, *Phys. Rev. Mater.* **4**, 074402 (2020).

## Interfacial multiferroics with perpendicular magnetic anisotropy

Tomoyasu Taniyama

(Department of Physics, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa, Nagoya 464-8602, Japan)

Multiferroic materials have a great potential for low-power manipulation of magnetization orientation using an electric field, where the cross coupling between the ferroic orders such as magnetization, electric polarization, strain, etc. plays a critical role<sup>1-3</sup>). In general, the ferroic phase transition temperatures of single-phase multiferroics is lower than room temperature, requiring alternative material systems with multiferroic properties for spintronic applications. In this study, we investigate electric field driven magnetization switching of ferromagnetic/ferroelectric (ferroelastic) interfacial multiferroics with perpendicular magnetic anisotropy (PMA), where the multiferroic properties appear at room temperature<sup>4-7</sup>).

The first example which we study is [Cu/Ni] multilayer/ferroelectric BaTiO<sub>3</sub>(001) interfacial multiferroics with PMA. Since there are two types of ferroelectric domains, i.e., *a*- and *c*-domains, in BaTiO<sub>3</sub> at room temperature, different misfit strains are exerted on the [Cu/Ni] multilayer on *a*- and *c*-domains. Such strain gives rise to a change in the magnetization orientation on each domain through the magnetoelastic coupling. This enables to control the magnetization orientation of [Cu/Ni] multilayers by driving the ferroelectric *a* – *c* domain wall in an electric field. With this approach, we demonstrate electric field control of the magnetization orientation of [Cu/Ni] multilayers between out-of-plane and in-plane. Also, X-ray magnetic circular dichroism measurements show that modulation of the orbital magnetic moments of Ni layers occurs in an electric field while no visible changes in the spin magnetic moments are seen. These results clearly indicate that the orbital magnetic moment that could be manipulated by electric field induced strain is responsible for the magnetization switching in [Cu/Ni] multilayer/BaTiO<sub>3</sub> interfacial multiferroics.

Another example of interfacial multiferroics with PMA is [Cu/Ni] multilayer/ferroelectric 0.7Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub>-0.3PbTiO<sub>3</sub>(001) (PMN-PT) heterostructures. PMN-PT has 8 equivalent  $\langle 111 \rangle$  crystallographic orientations, along which the ferroelectric polarization favors to align. When an electric field is applied across the PMN-PT substrate, either 71°, 180°, or 109° switching of ferroelectric polarization occurs, thereby interfacial strain transferred from PMN-PT to [Cu/Ni] multilayer could trigger the magnetization switching. In this work, we demonstrate electric field modulation of the magnetic domain structures of [Cu/Ni] multilayer/PMN-PT using Kerr microscopy. When the out-of-plane magnetic field is swept from the positive saturation to a small negative magnetic field ( $\sim -45$  Oe), partial reversal of the magnetization occurs, thereby a maze-type domain structure appears. As an electric field is applied at the small negative magnetic field, a clear evolution of the reversed magnetic domains is observed. The result is compatible with separate Kerr magnetometry experiments, where multilevel magnetization states can be seen by an electric field. The underlying mechanism of the evolution of the magnetic domain structure will be discussed based on possible distinct interfacial strain for 71°, 180°, or 109° switching of ferroelectric polarization in PMN-PT.

This work was supported in part by JST CREST Grant No. JPMJCR18J1, JSPS Bilateral Joint Research Projects Grant No. JPJSBP120197716, and the Asahi Glass Foundation.

### References

- 1) T. Taniyama: *J. Phys.: Condens. Matter*, **27**, 504001 (2015).
- 2) K. J. A. Franke and T. Taniyama: *Phys. Rev. X*, **5**, 011010 (2015).
- 3) S. P. Pati and T. Taniyama: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **53**, 054003 (2020).
- 4) Y. Shirahata, T. Taniyama, et al.: *NPG Asia Mater.*, **7**, e198 (2015).
- 5) D. L. González, T. Taniyama et al.: *AIP Advances*, **7**, 035119 (2017).
- 6) J. Okabayashi, Y. Miura, and T. Taniyama: *npj Quantum Mater.*, **4**, 21 (2019).
- 7) S. P. Pati, I. Suzuki, S. Sugimoto, and T. Taniyama: Abstract of 44th Annual Conference on Magnetism in Japan (2020).

# Electric operation of magnetic skyrmions

Shinya Kasai<sup>1,2)</sup>

(1. NIMS, 2. JST-PRESTO)

A magnetic skyrmion is a topological spin texture that originated from the competition between the exchange interaction and Dzyaloshinskii-Moriya interaction [1-4]. Skyrmions in bulks can be driven by the electric current through the spin-transfer torque with the extremely low threshold current density of  $10^6$  A/m<sup>2</sup> [5] compared to that for the domain walls of  $10^{10}$ - $10^{12}$  A/m<sup>2</sup>. In addition to their small domain size ranging from several nm to 1  $\mu$ m, this outstanding property offers new spintronics applications, including the non-volatile magnetic memories and current-driven shift resistors. From an application point of view, ultrathin magnetic heterostructures are favorable systems rather than bulk magnets because of their compatibility with existing spintronic technologies. Intensive studies related to the skyrmion observation, driving, and manipulation have been reported in Co-based and CoFeB-based heterostructures [6-8].

Here we demonstrate the current-driven skyrmion motion in Ir/Co/Pt thin films and MgO/CoFeB/W thin films. In the Ir/Co/Pt system, skyrmions can be observed under the hysteresis for a magnetic field, indicating that the skyrmion phase is thermally stable. Skyrmions segregate in the transverse direction to the current flow via the skyrmion Hall effect, which shows scalability for current density and wire width [9]. We also demonstrate several new findings: the significant material dependence of skyrmion dynamics, multiplication of skyrmions at the non-linear regime, and non-local accumulation of nonequilibrium skyrmions over several tens  $\mu$ m [10]. These results suggest the importance of skyrmions' collective nature, while only the behaviors of a single skyrmion have been discussed in previous studies. On the contrary, in the MgO/CoFeB/W systems, skyrmions can be observed as the transformation from the stripe domains by the current pulses, indicating that the skyrmion phase is metastable. Besides, the skyrmion Hall effect is much smaller than that in the Ir/Co/Pt system. The result suggests the difference in skyrmions' current-driven mechanism between MgO/CoFeB/W and Ir/Co/Pt systems.

## Reference

- 1) I. E. Dzyaloshinskii, J. Phys. Chem. Sol. **4**, 241 (1958)
- 2) T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960)
- 3) S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Boni, Science **323**, 5916 (2009)
- 4) X. Z. Yu, Y. Onose, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Nature **465**, 901-904 (2010)
- 5) X. Z. Yu, N. Kanazawa, W. Z. Zhang, T. Nagai, T. Hara, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Onose, and Y. Tokura, Nat. Commun. **3**, 988 (2012)
- 6) W. Jiang, P. Upadhyaya, W. Zhang, G. Yu, M. B. Jungfleisch, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, Y. Terkovnyak, K. L. Wang, O. Heinomen, S. G. E. Velthuis, and A. Hoffmann, Science **349**, 283 (2015)
- 7) K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Förster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G. S. D. Beach, and M. Kläui, Nat. Phys. **13**, 170 (2017)
- 8) R. Tolley, S. A. Montoya, and E. E. Fullerton, Phys. Rev. Mater. **2**, 044404 (2018)
- 9) S. Sugimoto, S. Kasai, E. Anohkin, Y. K. Takahashi, and Y. Tokura, Appl. Phys. Expr. **12**, 073002 (2019).
- 10) S. Sugimoto, W. Koshibae, S. Kasai, N. Ogawa, Y. Takahashi, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Sci. Rep. **10**,1 (2020)

# Antiferromagnetic Insulatronics: Spintronics without magnetic fields

Mathias Kläui<sup>1,2,3,\*</sup>

(<sup>1</sup>Institute of Physics, Johannes Gutenberg-University Mainz, 55128 Mainz, Germany)

(<sup>2</sup>Graduate School of Excellence Materials Science in Mainz, 55128 Mainz, Germany)

(<sup>3</sup>Centre for Quantum Spintronics, NTNU, 7034 Trondheim, Norway)

(\*IEEE Magnetics Society Distinguished Lecturer)

While known for a long time, antiferromagnetically ordered systems have previously been considered, as expressed by Louis Néel in his Nobel Prize Lecture, to be “interesting but useless”. However, since antiferromagnets potentially promise faster operation, enhanced stability with respect to interfering magnetic fields and higher integration due to the absence of dipolar coupling, they could potentially become a game changer for new devices. The zero net moment makes manipulation using conventional magnetic fields challenging. However recently, these materials have received renewed attention due to possible manipulation based on new approaches such as photons [1] or spin-orbit torques [2]. In this talk, we will present an overview of the key features of antiferromagnets to potentially functionalize their unique properties. This includes writing, reading and transporting information using antiferromagnets.

We recently realized switching in the metallic antiferromagnet Mn<sub>2</sub>Au by intrinsic staggered spin-orbit torques [3,4] and characterize the switching properties by direct imaging. While switching by staggered intrinsic spin-orbit torques in metallic AFMs requires special structural asymmetry, interfacial non-staggered spin-orbit torques can switch multilayers of many insulating AFMs capped with heavy metal layers.

We probe switching and spin transport in selected collinear insulating antiferromagnets, such as NiO [5-7], CoO [8,9] and hematite [10,11]. In NiO and CoO we find that there are multiple switching mechanisms that result in the reorientation of the Néel vector and additionally effects related to electromigration can obscure the magnetic switching [5,7,9]. For the spin transport, spin currents are generated by heating as resulting from the spin Seebeck effect and by spin pumping measurements and we find in vertical transport short (few nm) spin diffusion lengths [6,8].

For hematite, however, we find in a non-local geometry that spin transport of tens of micrometers is possible [10,11]. We detect a first harmonic signal, related to the spin conductance, that exhibits a maximum at the spin-flop reorientation, while the second harmonic signal, related to the Spin Seebeck conductance, is linear in the amplitude of the applied magnetic field [10]. The first signal is dependent on the direction of the Néel vector and the second one depends on the induced magnetic moment due to the field. We identify the domain structure as the limiting factor for the spin transport [11]. We recently also achieved transport in the easy plane phase [12], which allows us to obtain long distance spin transport in hematite even at room temperature [12]. From the power and distance dependence, we unambiguously distinguish long-distance transport based on diffusion [10,11] from predicted spin superfluidity useful for logic [13].

## Reference

- 1) A. Kimel et al., *Nature* 429, 850 (2004).
- 2) J. Zelezny et al., *Phys. Rev. Lett.* 113, 157201 (2014); P. Wadley et al., *Science* 351, 587 (2016).
- 3) S. Bodnar et al., *Nature Commun.* 9, 348 (2018)
- 4) S. Bodnar et al., *Phys. Rev. B* 99, 140409(R) (2019).
- 5) L. Baldrati et al., *Phys. Rev. Lett.* 123, 177201 (2019)
- 6) L. Baldrati et al., *Phys. Rev. B* 98, 024422 (2018); L. Baldrati et al. *Phys. Rev. B* 98, 014409 (2018)
- 7) F. Schreiber et al., *Appl. Phys. Lett.* 117, 082401 (2020)
- 8) J. Cramer et al., *Nature Commun.* 9, 1089 (2018)
- 9) L. Baldrati et al., *Phys. Rev. Lett.* 125, 077201 (2020)
- 10) R. Lebrun et al., *Nature* 561, 222 (2018).
- 11) A. Ross et al., *Nano Lett.* 20, 306 (2020).
- 12) R. Lebrun et al., arxiv:2005.14414 (2020) (*Nature Comms.* in press).
- 13) Y. Tserkovnyak et al., *Phys. Rev. Lett.* 119, 187705 (2017).

# Study of magnetic properties at the interface in ultra-thin CoFeB films using a high sensitivity VNA-FMR spectrometer

S. Tamaru and T. Yamamoto

(Spintronics Research Center, Advanced Industrial Science and Technology (AIST), Tsukuba, Ibaraki, 305-8568 Japan)

Dynamical properties of ultra-thin magnetic films are attracting increasing attention with the advent of various MTJ based spintronic devices such as spin transfer torque magnetic random access memory (STT-MRAM) or voltage torque magnetic random access memory (VT-MRAM), in which the free layer is a CoFeB film with a typical thickness of approximately 1 nm or even less. It has been observed that many magnetic properties are dependent on the film thickness in the nanometer scale [1]. In addition, VT-MRAM takes advantage of the change of perpendicular magnetic anisotropy (PMA) by the application an electric field at the CoFeB/MgO interface [2]. Thus, these devices require thorough understanding of the interfacial magnetism.

Ferromagnetic resonance (FMR) is the most commonly used measurement for the study of magnetization dynamics. FMR provides various magnetic properties, some of which, such as the damping parameter or Lande  $g$  factor, cannot be obtained by other characterization techniques. It is highly desirable to perform broadband FMR measurement to characterize a magnetic thin film. However, such a measurement on an ultra-thin film has been difficult, mainly due to the lack of sensitivity or broadband measurement capability in conventional FMR spectrometers.

We have developed a high sensitivity vector network analyzer ferromagnetic resonance (VNA-FMR) spectrometer as shown in Fig. 1 to overcome this difficulty. In this system, a low frequency modulation field is applied to the sample in addition to a DC bias field ( $H_B$ ) while a VNA measures the S-parameter, and the modulation frequency component of the S-parameter is extracted by a numerical data processing equivalent to lock-in detection, which significantly enhances the sensitivity while maintaining the broadband coverage.

Using this system, we measured FMR on a series of ultra-thin CoFeB films with thicknesses ranging from 1.5 nm down to 1.1 nm under  $H_B$  applied along the out-of-plane (OOP) direction. Fig. 2 is the FMR spectra on a 1.5 nm thick CoFeB film as a function of frequency and  $H_B$ , which shows a clean Kittel mode FMR signal. The gyromagnetic ratio that contains Lande  $g$  factor can be determined from the slope of the peak frequency vs  $H_B$  plot. Fig. 3 shows the value of  $g$  as a function of CoFeB thickness. The value of  $g$  increases as the thickness decreases, which suggests that the orbital angular moment is not completely quenched at the interfaces due to broken symmetry, which could be the cause of the increase of PMA or damping parameter previously reported in [1].

In the presentation, we will first introduce the high sensitivity VNA-FMR developed in this work, then report the FMR measurement results on CoFeB films over wide range of thicknesses and deposition conditions to explore the change of magnetic properties at the interface.

This work was supported by JSPS KAKENHI Grant Number 18K14118.

[1] S. Ikeda, et al., Nat. Mater. 9.9 (2010): 721-724.

[2] T. Nozaki, et al., Micromachines 10.5 (2019): 327.

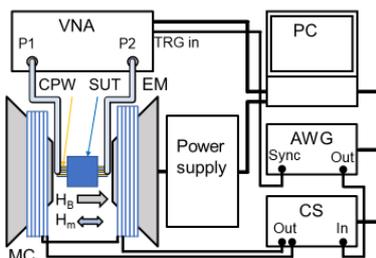


Fig. 1, Block diagram of the VNA-FMR with field modulation detection developed in this work.

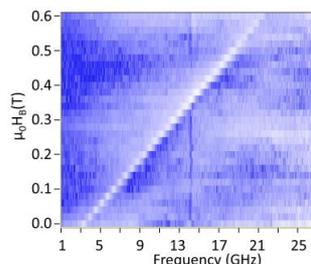


Fig. 2, FMR spectra on a 1.5 nm thick CoFeB film under OOP  $H_B$ .

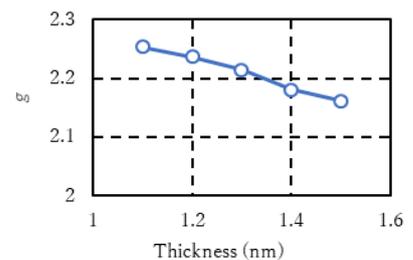


Fig. 3, Lande  $g$  factor as a function of CoFeB thickness.

# Magnonic band gaps of metallic one-dimensional magnonic crystals

T. Manago and K. Kasahara

Department of Applied Physics, Fukuoka University, Fukuoka 814-0180, Japan

Magnonics is one of the most fascinating research fields in spintronics. Spin waves (SWs), also called magnons, have attracted special attention because of their potential application as information transport and processing for novel spin devices. In recent our work, some important characteristics on spin waves were reported, such as nonreciprocity [1, 2] and conductivity effect [3]. Among magnonics, magnonic crystals (MCs) are one of the most attractive topics for both fundamental physics and future applications. MCs, which are analogous to photonic crystals, are defined as artificial media with spatially periodic variation of some of their magnetic parameters. As a result, MCs show modified spectra compared with plain films. SWs with certain frequency ranges cannot be allowed to propagate in MCs and forms rejection bands, that is, band gaps. The formation of band gap can be used to not only the SW filters but also control of group velocity, for example, generation of the slow magnon. So far, research on MC using YIG have been the mainstream because of their ease of sample preparation. Recently, there were some reports about metallic MCs, but the most of the metallic MCs had structural periods ranging from 0.1 to 1  $\mu\text{m}$  because metals have a shorter propagation length of SW (10  $\mu\text{m}$  order) than that of YIG (mm order) and ones try to make a lot of periodic structures in a limited length. The wave numbers affected by them, however, are too high to access using antenna method. It is important to detect the influence of MCs on SWs by all electrical measurement method for development of novel spin wave devices. In this study, metallic 1D-MCs consisting of Py strips with periodic grooves were investigated. We measured the propagation properties of the magnetostatic surface wave (MSSW) in the Py MCs by an antenna method and demonstrated the electrical detection of the magnonic bandgaps.

Py strips with a width of 100  $\mu\text{m}$  and a thickness  $d$  of 50 nm were prepared on high-resistivity Si/SiO<sub>2</sub> substrates. The periodic grooves with a depth of 25 nm were formed by Ar<sup>+</sup> ion milling. The grooves are aligned perpendicular to the propagation direction. The lattice constant ( $D$ ) was 2.0, 3.0, and 4.0  $\mu\text{m}$ , and the grooves with a width of  $D/2$  were separated by  $D/2$  (see Fig. 1). We also fabricated an unstructured film for comparison. A 80-nm-thick SiO<sub>2</sub> layer were deposited for isolation and a pair of coplanar waveguides (CPWs) of signal (S)-ground (G) type was formed for excitation and detection antennae. The widths of S, G lines, and the SG-gap were 1.0, 50, and 1.0  $\mu\text{m}$ , respectively. A vector network analyzer and a microprobe station with an electromagnet was used for spin wave transmission measurement.

Micromagnetic simulation of spin-wave propagation were performed using the Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF) software package based on the Landau-Lifshitz equation. The excitation field of the SG type antenna was separately calculated using MATLAB, and a Gaussian pulse excitation with a pulse width of 50 ps was applied in OOMMF using the calculated field profile. The SW spectra can be obtained by Fast Fourier Transformation (FFT).

Figure 2 (a) shows the spectra mapping as a function of distance  $x$  from an excitation antenna for the Py MC with  $D = 2$   $\mu\text{m}$ . The dispersion relation was also obtained by FFT along  $x$  (Fig. 2(b)). It has some pronounced dispersion branches and the clear magnonic band gaps can be observed at  $k = \pi/D$  and  $2\pi/D$ . The spectrum at detection point (Fig. 2(c)) shows some dips at corresponding the band gap frequency. Thus, the introduction of a periodic structure yields rejection frequencies in spin wave spectrum.

Figure 3 shows the experimental (red) and calculated (blue) results of normalized spin-wave spectra for an unstructured film and MCs under  $\mu_0 H = 20$  mT. In the unstructured film, there is no dip in the spectra of both experimental and calculated results. The shapes of the spectra for the MCs are obviously different from that for the unstructured film and have obviously large dips (denoted as first dips) at the specified frequencies. The calculated spectra for the MCs have obvious first (large) and second (small) dips. In experimental spectra of MCs, second dips are not so clear because of the small oscillations due to interference. The oscillation around here is, however, distorted compared to the unstructured film, and the frequencies of the dips for the experimental and calculated spectra are almost equal. Additionally, they depend on  $D$ . Therefore, we judged that it is the influence of existence of 2nd dip. Thus, we succeeded in the electrical detection of magnonic band gaps for Py 1D-MCs with periodic grooves utilizing an antenna method.

Reference

- 1) K. Kasahara, M. Nakayama, X. Ya, K. Matsuyama, T. Manago, Jpn. J. Appl. Phys., 56, 010309 (2017).
- 2) K. Shibata, K. Kasahara, K. Nakayama, V. V. Kuruglyak, M. M. Aziz, T. Manago, J. Appl. Phys., 124, 243901 (2018)
- 3) T. Manago, M. M. Aziz, F. Ogrin, K. Kasahara, J. Appl. Phys., 126, 043904 (2019).
- 4) K. Shibata, K. Kasahara, and T. Manago, Applied Physics Express 12, 053002 (2019).

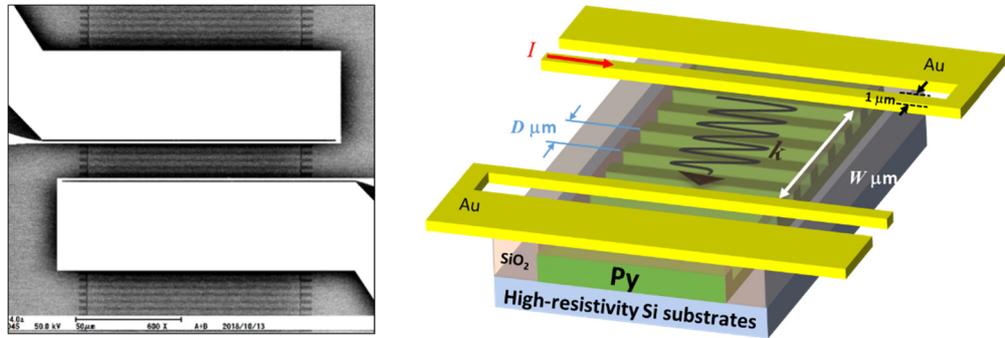


Fig. 1 SEM photograph and schematic illustration of a Py MC sample.

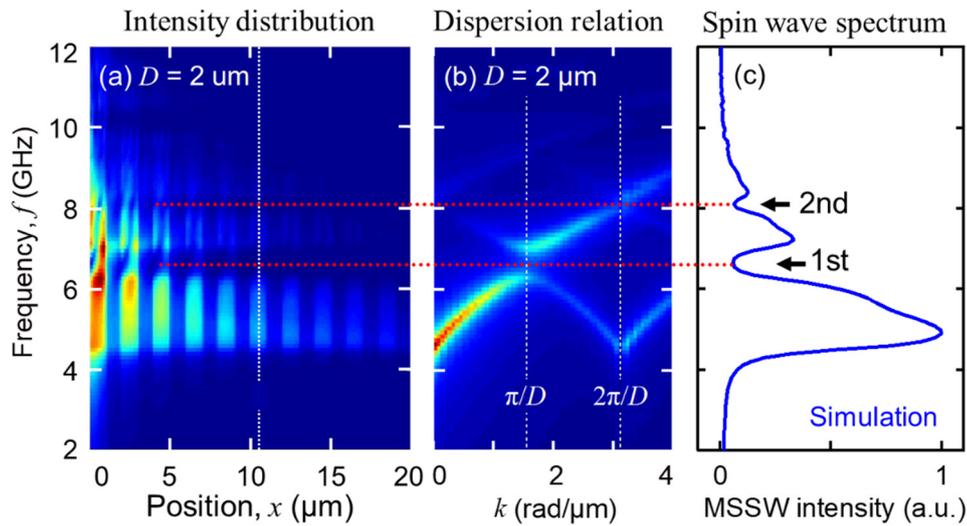


Fig. 2 Simulated intensity distribution, dispersion relation, spin wave spectrum of a Py MC with  $D = 2 \mu\text{m}$ .

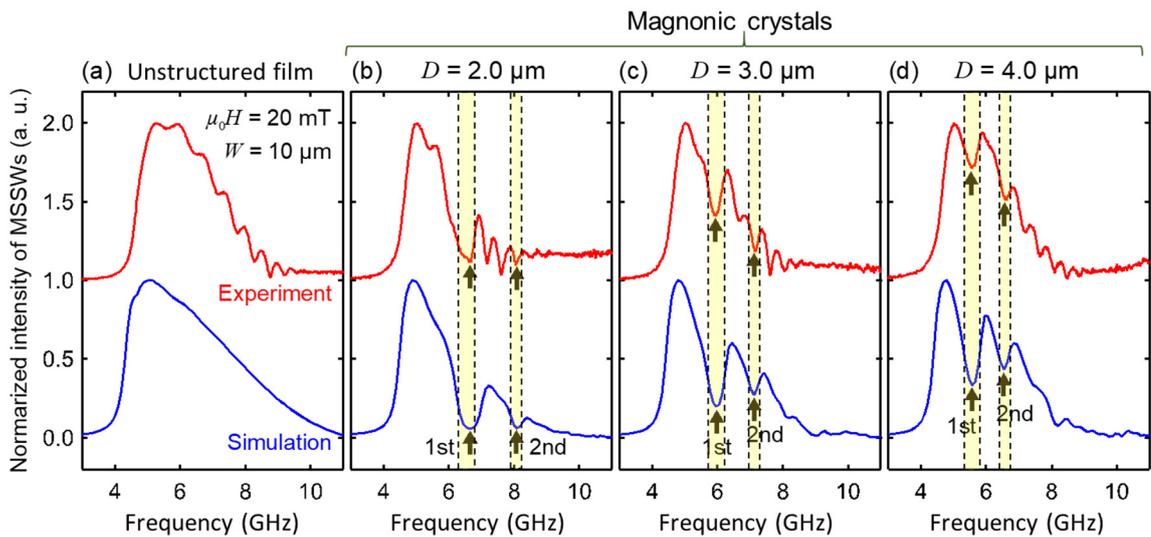


Fig. 3 Spin wave spectrum for an unstructured film and MCs of experimental and simulated results.

# Imaging of microwave electric- and magnetic-fields by optical indicator microscopy

Kiejun Lee<sup>1\*</sup>, Henrik Parsamyan<sup>1,2</sup>, Arsen Babajanyan<sup>2</sup>, and Zhirayr Baghdasaryan<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Sogang University, Seoul 121-742, Korea

<sup>2</sup>Department of Radiophysics, Yerevan State University, Yerevan 0025, Armenia

High-resolution imaging techniques of microwave E-field and H-field can be powerful tools for visualization of the electromagnetic (EM) field distributions of materials and devices. Using the suggested method based on the optical microscopy one can visualize the E-field or H-field and temperature distributions through the thermo-elastic effect utilizing optical indicator films. Depending on the absorption properties of the indicator films, the system can visualize either the distributions of the temperature, E-field or H-fields.

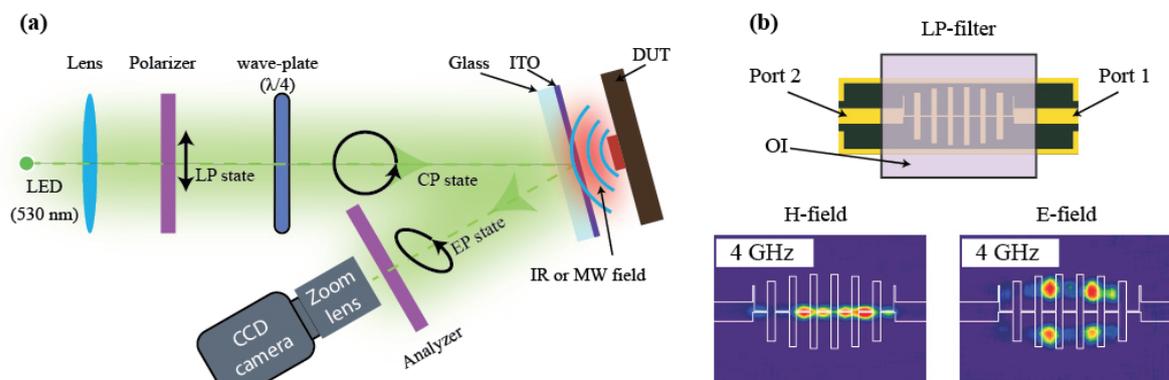
The optical indicator microscopy technique uses a polarized light microscope method. Figure 1(a) shows the illustration of the visualization system. Probing green light is modulated to be circularly polarized by using a linear polarizer (0°) and quarter waveplate (45°). The reflected light passed through the stressed medium changes the polarization from circular to elliptical due to the photo-elastic effect in the glass substrate. The EM signal generated by the device under test (DUT) interacts with the optical indicator heating up ITO thin film. The detected heat distribution corresponds to the initial EM field distribution of the DUT. Finally, by using the analyzer (linear polarizer sheet) a CCD camera recorded the temperature or EM field distribution images<sup>1)</sup>.

Figure 1(b) demonstrates the DUT representing a microwave lowpass (LP) filter and the optical indicator microscopy system and the representative measurement results of the microwave H-field and E-field distribution images at 4 GHz. We used ITO glass for the H-field visualization owing to the rather good conductive properties of the ITO ensuring a strong interaction with the H-field of the DUT. As a result, the ITO film heats up due to the surface currents induced by the H-field and the corresponding thermal distribution appears. On the contrary, for the E-field visualization, we used an indicator consisting of aluminum nanoparticles coated by a poly (methyl methacrylate) (PMMA) thin film since it is well known that metal nanoparticles embedded in glass and polymer give a large increase in the dielectric loss.

The present technique provides a practical approach for high-resolution visualization of the E-field and H-field, as well as thermal distributions, which are valuable in investigations related to the influence of thermal variations on the properties of microwave electronic devices or materials.

## Reference

- 1) Baghdasaryan, Z. *et al.* Thermal distribution in unidirectional carbon composite material due to the direct heating and microwave influence visualized by a thermo-elastic optical indicator microscope. *J. Measurement.* **151**, 107189 (2020).



**Figure 1.** (a) Illustration of measurement principle of the TEOIM system. (b) The top shows the schematic of the tested lowpass filter and the optical indicator. The bottom images depict the visualized microwave H-field and E-field distribution images of the DUT at 4 GHz.

\* This work was supported under the framework of international cooperation program managed by the National Research Foundation of Korea (NRF-2020K2A9A2A08000165, FY2020). [klee@sogang.ac.kr](mailto:klee@sogang.ac.kr)

# Observation of magnon polarization through neutron scattering

Yusuke Nambu

Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

Spin current, a flow of the spin degree of freedom in condensed matter, is a fundamental concept in spintronics research. Many experimental and theoretical investigations are devoted to developing creation/annihilation and control methods of the spin current. As one of the creation methods, the spin Seebeck effect (SSE) attracts much attention recently due to possible applications to thermal spin generators for driving spintronics devices. The SSE is observed via the induced spin current in ferromagnets and ferrimagnets with an application of a temperature gradient. Driving spin currents thermally could lead to the manufacturing of a compact spin current source without using an electric current or magnetic field.

Deep into microscopic views, the spin current in magnetic insulators is carried by the transverse component of spin-waves (quantized magnons). Magnons can be polarized, and the magnon polarization, i.e., the direction of the precessional motion of the electronic spin, affects the thermodynamics of magnetic materials, governing the magnitude and sign of the SSE. However, the magnon polarization of magnon modes has eluded experimental observation. We here show our recent results of the first direct observation of magnon polarization through polarized neutron scattering experiment<sup>1)</sup>. Our results describe electromagnetic responses of magnons in THz regime that are spanned over a wide  $(Q, \omega)$  space.

Target compound, the iron-based garnet  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG), is a ferrimagnetic insulator with a complex structure and is an essential material for microwave and optical technologies and also for basic research in spintronics, magnonics, and quantum information. One reason is that it has the highest quality magnetization dynamics among known magnets—resulting in long magnon lifetimes. There exist major two magnon modes, and the gap separating optical and acoustic modes is of the order of the thermal energy at room temperature. A maximum of the spin Seebeck signal in YIG near room temperature<sup>2)</sup> has been interpreted in terms of the competition between magnon modes with opposite polarization. Our experimental findings are well accounted for by atomistic spin dynamics calculations. The observation of both signs of magnon polarization in YIG (Fig.) also gives direct proof of its ferrimagnetic nature.

The research was conducted through a collaboration with J. Barker, T. Kikkawa, Y. Shiomi, M. Fujita, G. E. W. Bauer, E. Saitoh, and K. Kakurai.

## Reference

- 1) Y. Nambu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **125**, 027201 (2020).
- 2) T. Kikkawa *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 064413 (2015).

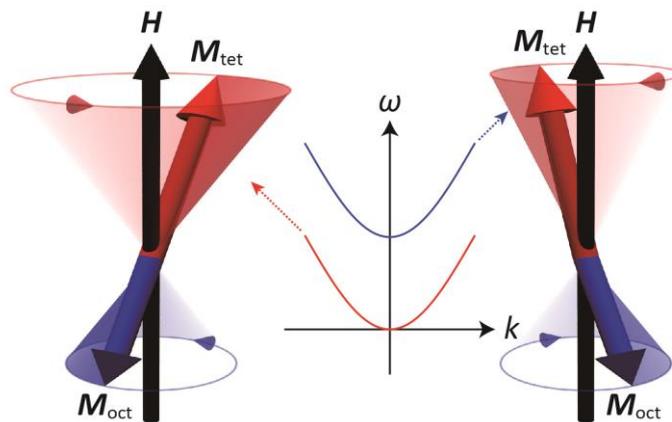


Fig. Illustration of magnon polarization for two magnon modes in YIG<sup>1)</sup>. The positive polarization acoustic (left) and negative polarization optical modes (right) are shown.

# Efficient terahertz frequency conversion in a Dirac semimetal $\text{Cd}_3\text{As}_2$ and terahertz anomalous Hall effect in a Weyl antiferromagnet $\text{Mn}_3\text{Sn}$

Ryusuke Matsunaga<sup>1,2</sup>, Natsuki Kanda<sup>1</sup>, and Takuya Matsuda<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo, Kashiwa 277-8581, Japan

<sup>2</sup> PRESTO, Japan Science and Technology Agency, Saitama 332-0012, Japan

Recently nonlinear light-matter interaction in terahertz (THz) frequency has attracted considerable attention for fundamental interests in physics and photonics and also for finding novel functionalities of materials bridging electronics and photonics. Here, we introduce our recent works using THz spectroscopy for topological semimetals<sup>1,2</sup>, *i.e.*, a Dirac semimetal and a Weyl semimetal with the massless energy dispersion, which may pave a new route for high-speed electronic and spintronics.

High harmonic generation (HHG) has been one of the central issues in modern photonics since it produces coherent high-energy photons by multiplication of an incident photon energy, which has been developed in gaseous media for attosecond science and also utilized for high-resolution angle-resolved photoemission spectroscopy. More recently, HHG in semiconductors with mid- or near-infrared laser pulse has been also reported<sup>3</sup>, raising the possibility for realizing stable and compact soft X-ray sources. For much lower frequency around 1 THz, however, HHG has been still very difficult due to the lack of intense light source and suitable materials. We have found efficient THz third harmonic generation in a superconductor originating from the resonance with the Higgs amplitude mode<sup>4</sup>. If such an efficient THz harmonic generation is realized at room temperature, it would be a key technology for frequency conversion and mixing in high-speed electronics as well as for sensitive detection of the cosmic microwave background. Here we demonstrate room-temperature efficient THz harmonic generation with  $3f=2.4$  THz in 3D Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  thin films<sup>1</sup>. Our pump-probe spectroscopy for  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  reveals that the nonlinearity originates from intraband acceleration of massless electrons across the Dirac node as theoretically anticipated. The unprecedentedly efficient harmonic generation in the 3-dimensional material would open an avenue for developing a novel THz frequency converter.

We also investigated the THz response of a Weyl antiferromagnet  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ . Spin motion in antiferromagnets is as fast as in THz frequency far beyond that in the ferromagnets and therefore it has been expected as a candidate for high-speed data processing in spintronic devices. But the readout of antiferromagnetic spin order is difficult due to the small net magnetization. The noncollinear antiferromagnet  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  shows a large anomalous Hall effect comparable to ferromagnets in spite of the vanishingly-small net magnetization<sup>5</sup>, owing to broken time-reversal symmetry by the cluster octupole moment on Kagome bilayer. Therefore, the detection of the anomalous Hall current in  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  at THz frequency is essential for high-speed readout of the spintronic device based on the antiferromagnet. Here we report observation of the THz anomalous Hall effect in a  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  thin film by a broadband polarization-resolved THz spectroscopy up to 6 THz<sup>2</sup>. We found that the non-dissipative large anomalous Hall current appears up to around  $\sim 1$  THz, while at higher frequency the dissipative part of the Hall current grows up possibly due to the interband transition across the Weyl node. Our observation of a large THz response in the antiferromagnets paves the way for ultrafast readout of antiferromagnetism with THz current on device.

## Reference

- 1) B. Cheng\*, N. Kanda\*, T. N. Ikeda, T. Matsuda, R. Matsunaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **124**, 117402 (2020). (\*: equal contribution)
- 2) T. Matsuda, N. Kanda, T. Higo, N. P. Armitage, S. Nakatsuji, and R. Matsunaga, Nature Commun. **11**, 909 (2020).
- 3) O. Schubert *et al.*, Nature Phonon. **8**, 119 (2014).
- 4) R. Matsunaga, N. Tsuji, H. Aoki, R. Shimano *et al.*, Science **345**, 1145 (2014).
- 5) S. Nakatsuji, N. Kiyohara, and T. Higo, Nature **527**, 212 (2015).

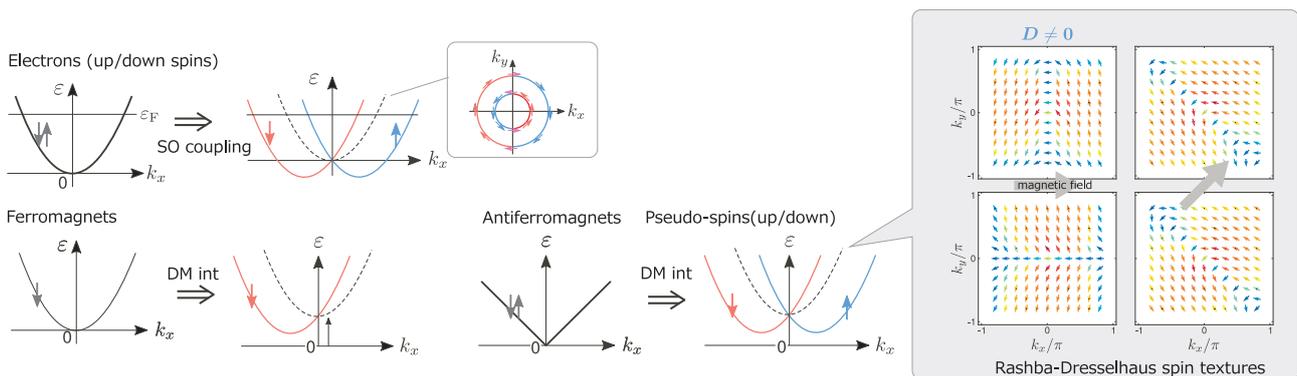
# Designing spin textures and topological transports in insulating antiferromagnets

Masataka Kawano and Chisa Hotta

Department of Basic Science, University of Tokyo.

Insulating antiferromagnets are now being recognized as one of the important platforms of spintronic devices<sup>1)</sup>. Several advantages over ferromagnets include a relatively high resonance frequency accelerating the writing speed for a memory storage device, and the absence of stray fringing fields important for microfabrication. However, controlling the magnetic structures of antiferromagnets, even detecting the orientation of the ordered moments, is not an easy task. Here, we show that for general antiferromagnets one can theoretically design and control their basic magnetic properties which are tightly bound to magnetotransport effects — an emergent spin texture in reciprocal space<sup>2,3)</sup>, nonreciprocity of magnon bands<sup>4,5)</sup>, and topological antiferromagnons that carry heat current<sup>4)</sup>.

In noncentrosymmetric crystals, the spin-orbit (SO) coupling supported by the broken global inversion symmetry generates Rashba and Dresselhaus types of momentum-dependent electronic spin textures in metals. Although one may expect similar types of phenomena in insulating magnets, the magnons in ferro/ferrimagnets do not have up/down “spin degrees of freedom” like electrons which can couple to their spatial momentum  $\mathbf{k}$ . In this context, the theoretical highlight of antiferromagnets is the two magnetic sublattices and corresponding two species of magnons, which serve as fictitious up/down “spin degrees of freedom”. This allows us to design several types of pseudo-SO couplings and related properties; the Dzyaloshinskii-Moriya (DM) interaction that twists the spins work to mix the motion of up/down magnons in a spacially antisymmetric manner, and gives rise to the Rashba and Dresselhaus-types of spin textures of magnon bands. This texture can be easily controlled by a small magnetic field and might hopefully be detected by the microwave measurements. An *anomalous* thermal Hall (ATHE) effect of magnons are also predicted for the two-dimensional square lattice antiferromagnet with easy-axis anisotropy, when a small out-of-plane magnetic field is applied. The origin of this ATHE carried by the SU(2) magnons<sup>4)</sup> is qualitatively different from the typical thermal Hall effect (THE) of ferro/ferrimagnets in pyrochlore lattices carried by U(1) magnons<sup>6)</sup>. We also show that the pseudo-SO coupling can be generated for other *inversion-symmetry-unbroken cases*, e.g. Kitaev antiferromagnets, where the spatially variant interactions are transformed in a way to mix the kinetic motion of two species of magnons<sup>3)</sup>. The basic framework of how to design or predict these phenomena by a sketch of crystal lattices, spin orientations, and the species of interactions, and the magnetic field are shown<sup>2,3,7)</sup>.



## References

- 1) V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- 2) M. Kawano, Y. Onose and C. Hotta, *Communications Physics* **2**, 27 (2019).
- 3) M. Kawano and C. Hotta, *Phys. Rev. B* **100**, 174402 (2019).
- 4) M. Kawano and C. Hotta, *Phys. Rev. B* **99**, 054422 (2019).
- 5) Y. Iguchi, Y. Nii, M. Kawano, H. Murakawa, N. Hanasaki, and Y. Onose, *Phys. Rev. B* **98**, 064416 (2018).
- 6) Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Science* **329** 297 (2010).
- 7) 川野 雅敬, 堀田 知佐, 固体物理 **55**,41 (2020).

# Circularly polarized microwave measurements for condensed matter physics

T. Arakawa<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Graduate School of Science, Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan

<sup>2</sup>Center for Spintronics Research Network (CSRN), Osaka University, Toyonaka, Osaka 560-8531, Japan

A cavity resonator in the microwave band is indispensable technology in condensed matter physics. The extremely high  $Q$  value of the microwave resonance mode enables us sensitive detection of the electron spin resonance of a small sample [1]. More recently, such a method has been utilized in spintronics to investigate the spin transport and in quantum information to control quantum qubits. As a microwave is an electromagnetic wave, it has polarization such as linear polarization and circular polarization. However, only linearly polarized microwaves are mainly used in condensed matter physics.

In optical and terahertz regime, a circularly polarized electromagnetic wave has been used for the various purpose: the creation of spin accumulation, investigation of circular photogalvanic effects, circular dependent spin pumping with an antiferromagnetic material. This is because a circularly polarized electromagnetic wave has a net spin of  $\pm 1$ , which is suitable for investigating electron spin-related phenomena.

If we can control the circularly polarized microwave in a cavity resonator, this technique will stimulate efforts towards further research in condensed matter physics. Therefore, we recently established a technique for selectively exciting left and right circularly polarized microwaves and irradiating them to a sample with a cylindrical cavity resonator [2] (Fig. 1). To demonstrate the performance of the cavity resonator, we measured the ferromagnetic resonance of Yttrium Iron Garnet (Fig. 2) and estimated the polarization of left- and right-handed microwave excitation as more than 80%.

In this symposium, I will present the overview and potential of the circularly-polarized cavity resonator method. I will also present our recent results obtained by using this method.

## Reference

- 1) O. Klein *et al.*, International Journal of Infrared and Millimeter Waves **14**, 2423 (1993).
- 2) T. Arakawa *et al.*, The Review of scientific instruments **90**, 084707 (2019).

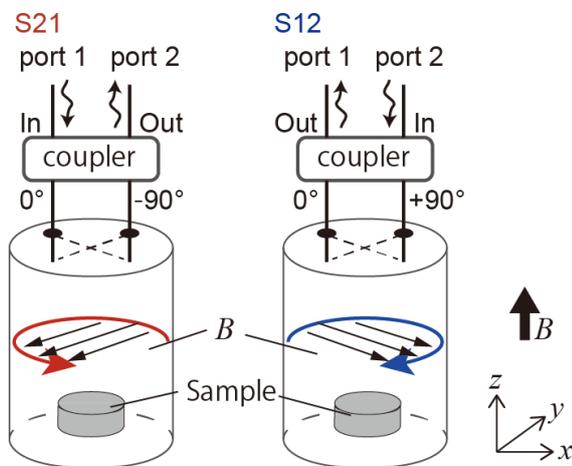


Fig. 1 Schematic image of the circularly-polarized microwave excitation. A rotating magnetic field of right-(left-) handed circularly-polarized microwave are excited by S21(S12), respectively.

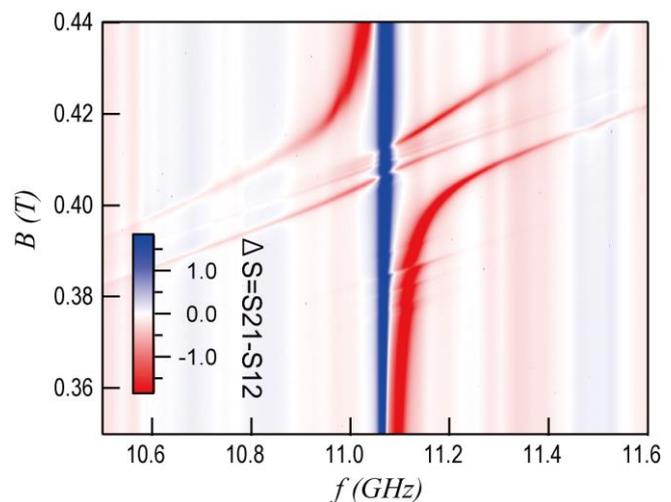


Fig. 2 Measured ferromagnetic resonance of Yttrium Iron Garnet as a function of  $f$  and  $B$ . Red(Blue) rejoin corresponds to the right-(left-) handed circularly-polarized mode, respectively.

# 鉄系メタルコンポジット鉄心リーケージトランスを用いた LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータの試作

佐藤鴻全, 南澤俊孝, 曾根原誠, 佐藤敏郎  
(信州大学)

Fabrication of LLC-LC resonant DC-DC converter using Fe-based composite magnetic core leakage transformer

K.Sato, T.Minamisawa, M.Sonehara, T.Sato

(Shinshu University)

## はじめに

近年, 高速スイッチング・低 ON 抵抗の特徴を有する SiC/GaN パワーデバイスが注目されており, スwitchング周波数を数 MHz 以上に高周波化することで高効率と小型軽量を両立する DC-DC コンバータの実現が期待されている. しかしながら, 数百 kHz で動作する DC-DC コンバータに使用されているダストコアや Mn-Zn フェライトなどの磁心材料を MHz 帯スイッチングで使用することは適しておらず, Ni-Zn フェライト以外に選択肢がないのが実情である. 筆者らは, 数 $\mu\text{m}$  級微細鉄系アモルファス合金粉と耐熱エポキシ樹脂からなる鉄系メタルコンポジット磁心に着目し<sup>(1)</sup>, 数 MHz 以上の周波数帯域で動作する DC-DC コンバータの磁心材料に使用した. 鉄系メタルコンポジットは Ni-Zn フェライトに比べて, 1 MHz 以上の高周波において飽和磁束密度が 1 T 程度と高い飽和磁束密度値を有し, 鉄損も低いという利点を持っている.

## LLC-LC 共振型 DC-DC コンバータの回路構成

前項で示したように鉄系メタルコンポジットには利点もあるが低透磁率であるためトランスに適用した際に一次と二次巻線間の漏れインダクタンスが大きくなってしまいうためリーケージトランスとして動作する. LLC 共振型コンバータに適用するには二次側漏れインダクタンスの影響を考慮する必要がある.

Fig. 1 に示す LLC-LC 共振型コンバータは一次側の漏れインダクタンスと共振キャパシタ, 二次側漏れインダクタンスと共振キャパシタのそれぞれの直列共振周波数を合わせることで, 二次側漏れインダクタンスによる共振回路の入出力電圧ゲイン

特性への影響を抑える構成となっている. 本研究では, 鉄系メタルコンポジット鉄心を用いたリーケージトランスの試作と LLC-LC 共振型コンバータへの実装を行った. Fig. 2 に LLC-LC 共振型コンバータと一次側のみに共振キャパシタを接続した LLC-L 共振型コンバータのトランスの結合係数と一次側自己インダクタンス  $L_p$  および一次・二次巻き数比  $n$  の関係を示す. Fig. 2 から, LLC-LC 共振型コンバータでは結合係数が変化しても一次自己インダクタンス値および巻き数比がほぼ一定でトランスの設計が容易であるという利点がある.

## 測定結果

前項に示した特性を確認するため, 実際に LLC-LC 共振型コンバータの一次自己インダクタンスを同程度にし, 一次巻線の巻き方を変えることでトランスの結合係数  $k$  を 0.77(Leakage transformer#1)と 0.64(Leakage transformer#2)と変えて実験を行った. Fig. 3 に 3 MHz LLC-LC 共振型コンバータにおいて, 定格出力電圧 380 V, 出力 48 V として負荷を 1~10 [A]と変化させた際の Leakage transformer#1 と Leakage transformer#2 の動作周波数を示す. この結果から, リークエージトランスの結合係数が異なっても一次自己インダクタンス値と巻き数比を同じであれば LLC-LC 共振型コンバータが適正に動作することがわかった. 学術講演会では Ni-Zn フェライトトランスを用いた場合との比較結果についても報告する.

## 参考文献

1) Naoki Yabu *et al.*, *NTERMAG*, Vol 54, No.11, 2801605(2018)

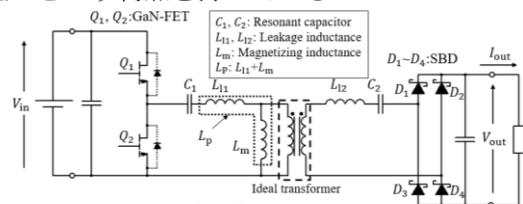


Fig. 1 LLC-LC resonant converter

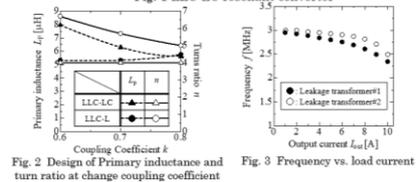


Fig. 2 Design of Primary inductance and turn ratio at change coupling coefficient

Fig. 3 Frequency vs. load current

## 三相ハイブリッド鉄心構造の磁束密度分布に関する検討

小林千絵, 栗田直幸, 小木瑞, 西水亮, 山岸明  
(日立製作所)

Basic Study on Magnetic Flux Density Distribution in Three Phase Hybrid-core Structure  
Chie Kobayashi, Naoyuki Kurita, Mizuki Ogi, Akira Nishimizu, Akira Yamagishi  
(Hitachi, Ltd.)

### はじめに

我々は、低損失なアモルファス材と飽和磁束密度が高い珪素鋼板材を組み合わせた、5 MVA 単相ハイブリッド鉄心変圧器 (Hybrid-core Transformer: HBT) を設計・試作し、同仕様のアモルファス鉄心変圧器に対して 10% の高磁束密度化と 8% の小形化を実証した<sup>1)</sup>。単相 HBT では、アモルファス材と珪素鋼板材の利点を活かした変圧器の成立性が確認されたが、更に大容量化を見据えた場合、三相 HBT の検討が必須である。三相 HBT では、U 相、V 相、W 相の巻線に位相が互いに 120° ずれた励磁電圧が印加されるため、各磁脚に分担される磁束密度  $B$  は複雑な挙動を示し、単相 HBT と同様の設計手法が適用できない可能性がある。そこで大容量化の検討のため、三相五脚 HBT の小形モデル鉄心を製作し、磁気特性を評価した。

### 実験方法

Fig. 1 に、試作した三相五脚小形モデルを示す。鉄心は、アモルファス巻鉄心と珪素鋼板積鉄心の実効断面積比率が約 8:2 のハイブリッド構成である。鉄心の各部位にサーチコイルを巻回し、 $B$  の分布を評価した。また、汎用回路シミュレータである ATP (Alternative Transient Program)<sup>2)</sup> を用いた磁気回路解析により、ハイブリッド鉄心内の  $B$  分布を求め、実測結果と比較した。

### 実験結果

Fig. 2 に、モデル鉄心の励磁磁束密度  $B_m$  に対する各鉄心内の磁脚部における  $B$  の変化を示す。この結果、ハイブリッド鉄心は三相にした場合でも、単相鉄心と同様にアモルファスと珪素鋼板の磁気抵抗に応じて  $B$  が分担されることがわかった。また、解析は実測と良い一致を示し、その有効性を実証した。さらに、ATP を用いて鉄心構造の変更に対する  $B$  の変化を評価し、大容量三相 HBT 向けの構造を提案した。詳細は講演にて報告する。

**謝辞** 本成果は 2015 年度から 2017 年度の環境省 CO<sub>2</sub> 排出削減対策強化誘導型技術開発・実証事業における助成のもと得られたものである。

### 参考文献

- 1) N. Kurita et al. : *IEEE Trans. Magn.*, **54**, No.11, 8400604 (2018)
- 2) E. Rosolowski et al.: *IEEE Electric Power Networks*, 19-21, September 2016.

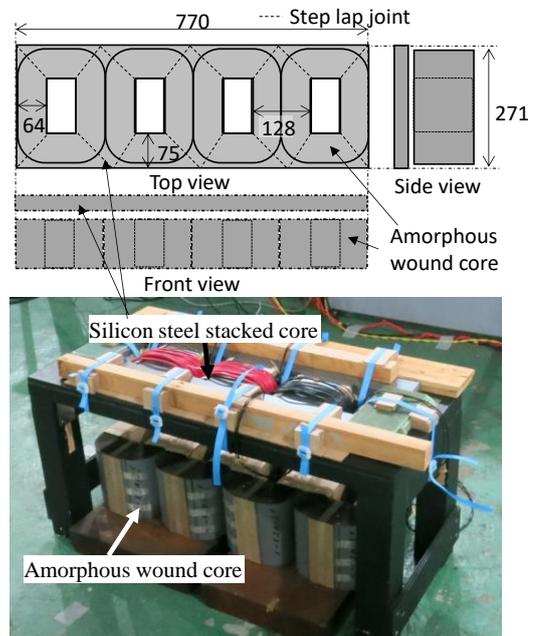


Fig.1 Image and exterior of a hybrid three-phase model core for excitation tests (Unit: mm).

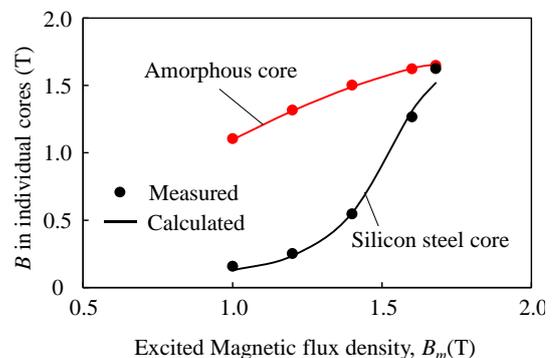


Fig.2 Comparison of measured and calculated  $B$  distribution in a three-phase model core.

# リラクタンスネットワーク解析による 変圧器用鉄心の磁歪力算定に関する一考察

羽根 吉紀, 中村 健二, \*栗田 直幸,  
(東北大学, \*(株)日立製作所)

A Consideration of Magnetostriction Force Calculation for  
Transformer Core by Using Reluctance Network Analysis

Y. Hane, K. Nakamura, and \*N. Kurita  
(Tohoku University, \*Hitachi, Ltd.)

## はじめに

近年、送配電システムで用いられる変圧器の低騒音化が強く望まれている。変圧器の騒音低減のためには、騒音の主要因の一つである磁歪による発生力(磁歪力)を定量的に算定可能な手法の確立が必要不可欠である。そこで本稿では、リラクタンスネットワーク解析(RNA)に基づく変圧器用鉄心の磁歪力算定手法について、検討を行ったので報告する。

## RNA に基づく磁歪力算定結果

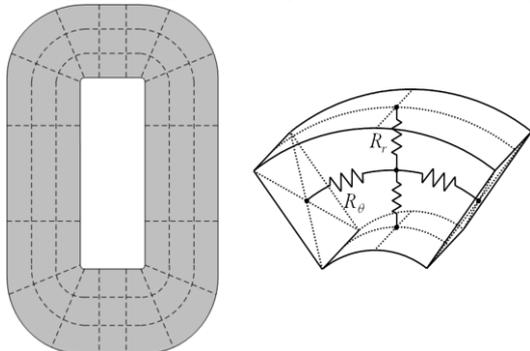
RNA モデルの導出に際しては、Fig. 1(a)に示すように、磁心を複数の要素に分割し、各要素を同図(b)に示すような4つの磁気抵抗からなる2次元単位磁気回路で表す。Fig. 2 に、考察に用いたアモルファス金属の巻鉄心の2次元 RNA モデルを示す。

次いで、磁歪力の算定に際しては、Fig. 3 に示すような、実測より得られた材料の磁束密度 - 磁歪特性<sup>1)</sup>を基に、RNA モデルの磁束密度分布から各要素の磁歪  $\epsilon$  を求め、次式より磁歪力  $p$  を算出する。

$$p = \int_S D \epsilon dS \tag{1}$$

ここで、 $D$  は弾性係数マトリクスである。

提案手法の妥当性について検証するため、Fig. 4 に示すように、RNA と有限要素法 (FEM) による、ある一辺にかかる磁歪力の計算結果の比較を行った。このとき、励磁電圧は振幅 100 V、周波数 50 Hz の正弦波電圧とした。この図を見ると、両者は良好に一致しており、提案手法の妥当性が了解される。



(a) Division of a wound core. (b) Unit magnetic circuit.  
Fig. 1 Division of a wound core based on RNA.

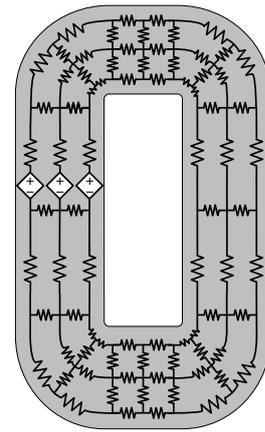


Fig. 2 Two-dimensional RNA model of a wound core of a Fe-based amorphous alloy used for consideration.

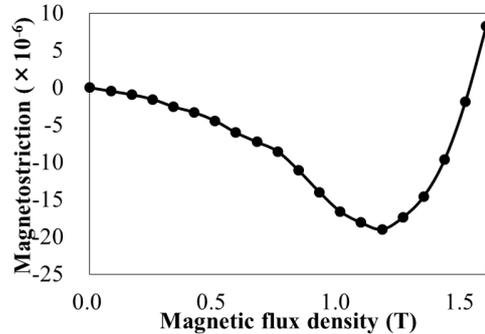


Fig. 3 Magnetic flux density versus magnetostriction.

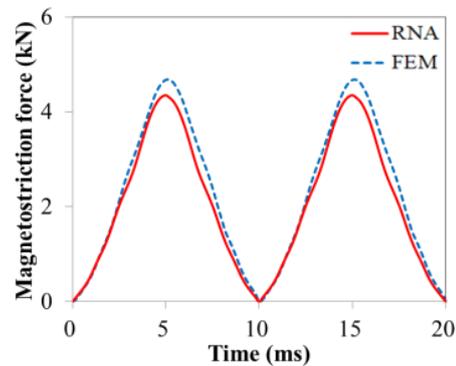


Fig. 4 Comparison of calculation results of magnetostriction force obtained from RNA and FEM.

## 参考文献

1) S. Taguchi, T. Yamamoto, and A. Sakakura, *IEEE Trans. Magn.*, Vol. 10, No. 2, pp. 123-127 (1974).

# 磁束制御による可変変圧器の提案

一ノ倉 理、有松健司\*、大日向 敬\*  
(東北大学、\*東北電力)

A new approach for variable transformer by means of flux control

O. Ichinokura, K. Arimatsu\*, T. Ohinata\*

(Tohoku Univ., \*Tohoku Electric Power Co., Inc.)

## はじめに

太陽光発電や風力発電の増大に伴い、電力系統の電圧変動がますます拡大している。従来、変圧器のタップ切り替えや無効電力補償装置によって系統電圧の調整が行われているが、前者は調整が不連続なことや応答が遅いという問題がある。後者は線路インピーダンスが小さい系統では調整能力が低下するという問題がある。これらの課題を解決するために、ここでは磁束制御を利用した新しい可変変圧器を提案する。

## 基本構成並びに試作器の特性

Fig. 1 に可変変圧器の構成を示す。N<sub>1</sub>が一次巻線、N<sub>2</sub>が二次巻線、N<sub>c</sub>が制御巻線であり、一次巻線と二次巻線は単巻変圧器構成になっている。v<sub>in</sub>は交流電源、R<sub>L</sub>は負荷抵抗である。制御巻線は差動結線として直流電源に接続する。φ<sub>1</sub>は一次磁束、φ<sub>2</sub>は二次磁束、φ<sub>g</sub>はバイパス磁路の磁束を示す。主鉄心とバイパス磁路鉄心の間には空隙 l<sub>g</sub>が存在するため、制御電流 I<sub>c</sub>がゼロの場合の一次磁束は殆どが中央脚を流れる。一方、制御電流を流せば制御磁路部で磁気飽和が生じ、中央脚の磁気抵抗が増加してバイパス磁路側にも磁束が流れ、二次磁束 φ<sub>2</sub>および φ<sub>2</sub>による二次巻線誘起電圧 e<sub>2</sub>が減少する。負荷電圧は v<sub>out</sub>=v<sub>in</sub>+e<sub>2</sub>なので、直流制御電流によって e<sub>2</sub>を変えれば出力電圧 v<sub>out</sub>の制御が可能になる。ここで、磁気飽和に起因する高調波を抑制するために、Fig. 1 に示したように、制御磁路の一部に楔形のギャップを設けている。

Fig. 2 に試作器の外観、Fig. 3 に制御特性を示す。ここで鉄心は無方向性ケイ素鋼板の積み鉄心であり、高さ 170mm、横幅 200mm、積み厚 50 mm、ギャップ長 l<sub>g</sub>=0.5mm である。Fig. 3 を見ると制御電流に対して出力電圧が 10%程度減少することがわかる。これは系統の電圧調整に適用可能な制御特性である。Fig. 4 は出力電圧波形の一例であり、広い制御範囲にわたってほぼ正弦波であることがわかる。

**あとがき** 以上、磁束制御による可変変圧器について述べた。本変圧器は、磁気飽和を利用しているにもかかわらず出力波形歪は小さいことから、三相のみならず単相系統の電圧調整や三相系統の電圧不平衡補償などにも適用可能と考えられ、新たな電力用磁気デバイスとして期待される。

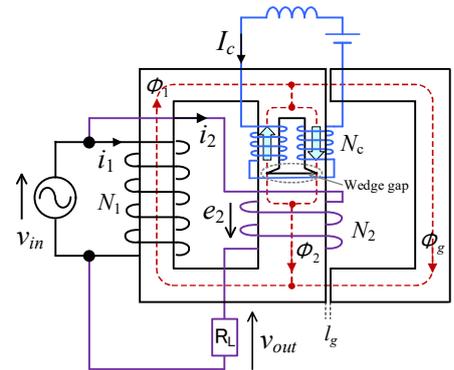


Fig. 1 Configuration of the variable transformer.

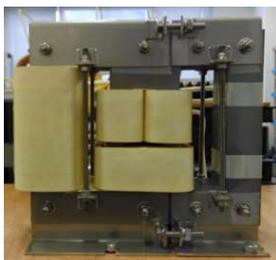


Fig. 2 General view of the variable transformer.

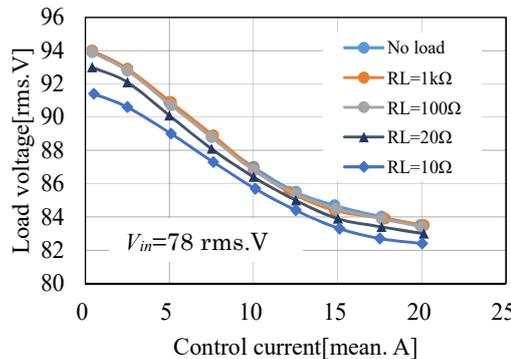


Fig. 3 Control characteristic.

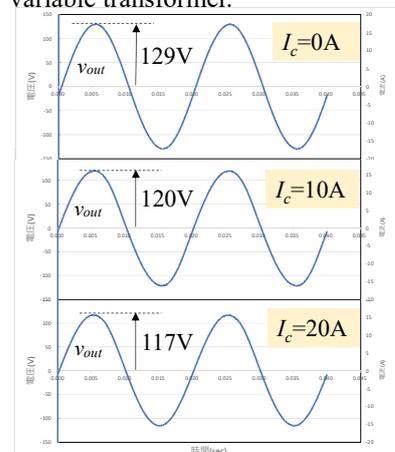


Fig. 4 Observed waveforms of the output voltage at R<sub>L</sub>=10Ω

## 異常放電保護回路用永久磁石式限流器

一ノ倉 理、関本 英雄\*  
(東北大学、\*エイチ・エス・エレクトリック)

Permanent magnet type current limiter for arcing protection circuit

O. Ichinokura, H. Sekimoto\*  
(Tohoku Univ., \*H. S. Electric Co., Ltd.)

### はじめに

筆者らは、HiPIMS法(高出力インパルスマグネトロンスパッタリング法)に適したパルス電源の開発を進めているが、課題としてスパッタ装置内で生じる異常放電(アーキング)対策が挙げられる。異常放電が生じると、ターゲット表面の熔融・飛散による成膜品質の低下や、過電流による装置の焼損を招くため、確実な対策が望まれる。ここでは永久磁石と非線形磁心で構成される限流器の適用について検討を行った。

### 基本構成並びに試作器の特性

Fig. 1 にシステムの基本構成を示す。正常運転時には双方向スイッチをオン状態とし、異常放電が生じて負荷電流が許容値を超えたらオフにしてシステムを保護する。ここで、過電流を検出してから双方向スイッチが切れるまで応答遅れが生じる。HiPIMSでは $\mu\text{sec}$ オーダーで1000~1500Vのパルス電圧を印加するので、応答遅れによる電流上昇は無視できない。限流器は応答遅れによる電流上昇を抑制するために挿入するものである。Fig. 2(a)に限流器の構成を示す。巻線と永久磁石はそれぞれの起磁力が逆方向になるように配置する。同図(b)は試作器の鉄心である。鉄心材質は10EX900、永久磁石はネオジム焼結を使用した。巻線側の鉄心断面積を永久磁石側の鉄心断面積の数分の一になるように設計すれば(試作器では1/6)、永久磁石の磁束によって巻線側鉄心が磁氣的に飽和する。巻線電流起磁力が永久磁石起磁力以下の場合は飽和領域で動作するため、限流器は低インピーダンスになる。異常放電が生じて巻線電流起磁力が永久磁石起磁力を超えると、動作点は鉄心の不飽和領域に移り、限流器のインピーダンスが増加して電流が抑制される。Fig. 3(a)に、磁気回路法に基づいて計算した限流器の応答特性を示す。ここで負荷は抵抗とし、パルス電圧ではなくDC電圧をステップ状に印加した。比較のために限流器の代わりに線形インダクタを使用したときの計算波形も示した。これを見ると、限流器によって120Aから220Aの範囲で電流増加が抑制されていることがわかる。Fig. 3(b)は観測波形であり、シミュレーションと同様の傾向が認められる。限流期間 $22\mu\text{s}$ は上記の応答遅れをカバーするために十分な時間であり、限流器を併用することで確実な異常放電保護が実現できることが了解される。

**あとがき** これまでの永久磁石式限流器は大型化する傾向があったが<sup>1)</sup>、本稿のような高周波応用では小型化が可能であり、構成単純でメンテナンスフリーな過電流保護素子として実用化が期待される。

文献1)例えば“実用設計を想定した磁気式限流器磁心寸法の数値解析とその試作”，中道，四辻，山田，岩原，J. Magn. Soc. Jpn., 30, 282-285(2006)

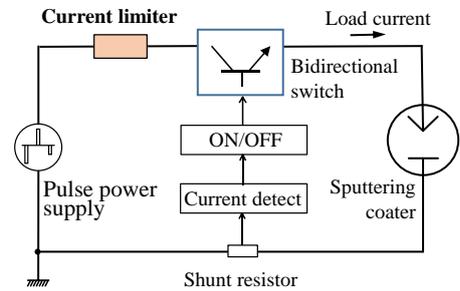


Fig. 1 Basic configuration of the pulse sputtering system.

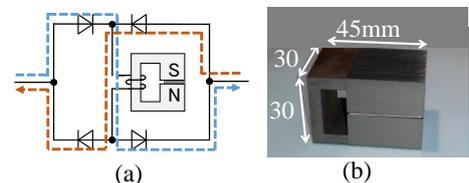
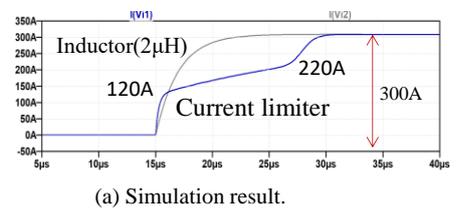
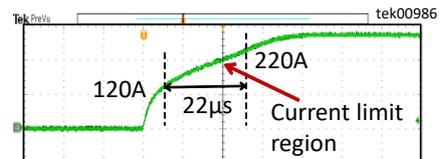


Fig. 2 Structure of the current limiter. (a) Circuit configuration. (b) General view of the magnetic core.



(a) Simulation result.



(b) Measured result.

Fig. 3 Step response of the trial current limiter

# アウターロータ型高速PMモータの試作試験

櫻井 将, 中村健二  
(東北大学)

Prototype Tests of Outer Rotor type High-Speed PM Motor

S. Sakurai, K. Nakamura  
(Tohoku University)

## はじめに

スマートフォンなどの高度通信機器の利用増加に伴い、通信基地局サーバの増強が進んでいる。具体的には、CPUの高周波化や並列処理などが行われているが、これにより、サーバ内では局所的に激しい発熱が生じており、冷却装置の性能向上が喫緊の課題となっている。種々の冷却装置の中でも冷却ファンは、大量生産による低コスト化が可能であることから、幅広く利用されてきたが、従来の冷却ファンの効率は低く、改善の報告も少ない。

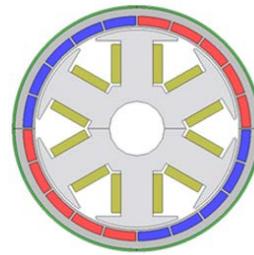
先に筆者らは、ファン用モータの高効率化に関して、アウターロータ型の永久磁石 (PM) モータの回転子構造に着目し、埋込磁石構造 (IPM) とすることで、磁石渦電流損を低減させ、効率を大きく改善できることを示した<sup>1)</sup>。

本稿では、上記のアウターロータ型 IPM モータの試作試験を行ったので報告する。

## アウターロータ型 IPM モータの試作試験結果

Fig. 1 に、試作したアウターロータ型 IPM モータの諸元を示す。本モータの鉄心材料は厚さ 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板である。磁石材料はネオジウム焼結磁石であり、渦電流損低減のため、1 極当たり周方向に 5 分割している<sup>1)</sup>。

Fig. 2 にモータの諸特性を示す。計算には 3 次元有限要素法 (3D-FEM) を用いた。同図(a)のトルク特性を見ると、直線の傾きはほぼ等しく、トルクは設計通りであると言える。両者の差は、計算では機械損を無視していることによる。同図(b)は銅損である。同図(c)は銅損以外の損失であり、実測値には鉄損や機械損など、すべての損失が含まれる。一方、計算では鉄損、磁石渦損、ケース渦損は考慮したが、それ以外の損失は無視している。この図を見ると、両者の差は 8 W 程度あり、機械損や漂遊損など、計算ではまだ考慮できていない損失があることがわかる。同図(d)は効率である。実機効率は最大で 89% であった。今後は、目標の 93% を目指し、損失の要因分析とその低減について検討を進める予定である。



Motor Diameter	54 mm
Rotor speed	12600 rpm
Number of turns/pole	22 turns / pole
Magnet pole pairs	2
Gap length	0.5 mm
Magnet length	2.0 mm
Material of iron core	35H1300
Rated speed	12600 rpm
Rated torque	200 mN·m
Target efficiency	93.0 %

Fig. 1 Specifications of the IPM motor

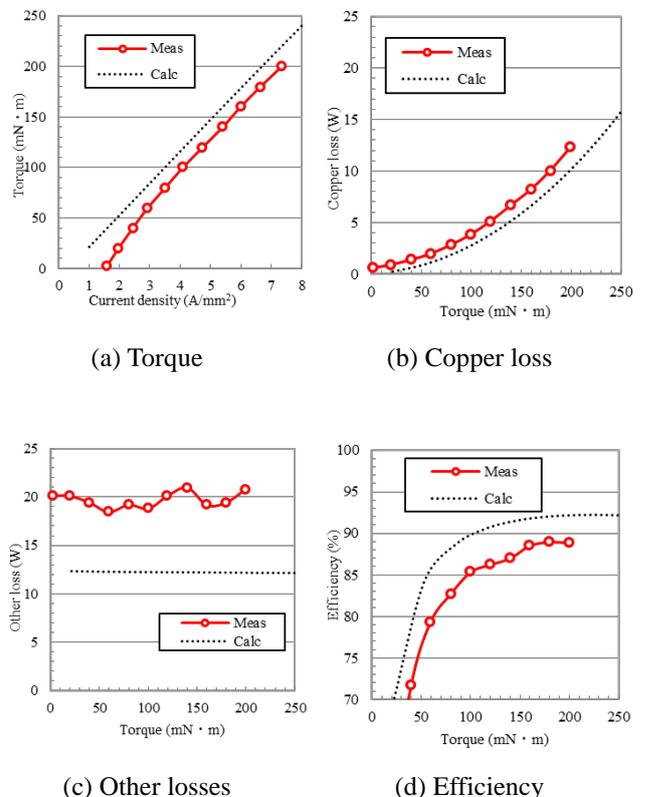


Fig. 2 Comparison of measured and calculated characteristics of the IPM motor.

## 参考文献

- 1) 櫻井, 中村, 日本磁気学会論文特集号, 4, 72 (2020)

# NANOMET<sup>®</sup>積層コアを用いた高速SRモータの実機評価

永井 歩美, 三ツ谷 和秀, 平本 尚三\*, 中村 健二  
(東北大学, \*(株)東北マグネットインスティテュート)

Prototype Evaluation of High-Speed SR Motor made of NANOMET<sup>®</sup> laminated Core

A. Nagai, K. Mitsuya, S. Hiramoto\*, and K. Nakamura  
(Tohoku University, \*Tohoku Magnet Institute Co., Ltd.)

## はじめに

スイッチトリラクタンس (SR) モータは、鉄心と巻線のみで構成されるため、構造が単純で堅牢、保守性が良好、安価などの特長を有し、高速回転用途に適する。しかしながら一方で、高速回転化に伴う鉄損の増大が課題として指摘される。

そこで本稿では、高飽和磁束密度、低鉄損材として期待されている、NANOMET<sup>®</sup>薄帯の積層コアを用いてSRモータを試作し、実機評価を行った結果について報告する。

## NANOMET<sup>®</sup>積層コアSRモータの特性

Fig. 1 に、先行研究で試作したSRモータの諸元を示す。鉄心材料は、一般的な無方向性ケイ素鋼板 (35A300) である。Fig. 2 に、本稿で用いたNANOMET<sup>®</sup>薄帯の積層コアの磁気特性を示す。比較のため、同図中に35A300の特性も示す。この図を見ると、NANOMET<sup>®</sup>積層コアの飽和磁束密度は35A300に対してやや劣るが、鉄損は極めて低く、優れていることが了解される。

Fig. 3 にトルクの実測値を示す。この図を見ると、両モータのトルク特性はほぼ等しいことがわかる。これは今回実験を行った範囲では、動作磁束密度が最大で1.4T程度であったことに由来する。

Fig. 4 は損失の実測値である。同図(a)の銅損については、両者のトルク特性がほぼ等しいことから、銅損もほぼ同等である。一方、同図(b)の鉄損と機械損の和については、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを用いたSRモータの方が顕著に小さい。ここで、両モータのベアリングは同一であり、ケースを含めた構造にも差異は無いことから、両者の差は、鉄損の差と等しいと見なせる。したがって、NANOMET<sup>®</sup>薄帯を積層し、加工して製作したモータは、狙い通り鉄損を大幅に低減できることが明らかとなった。

## まとめ

以上、NANOMET<sup>®</sup>積層コアを用いてSRモータを試作し、実機評価を行った結果について述べた。

なお、本研究の一部は東北大学AIE卓越大学院プログラムにより支援された。

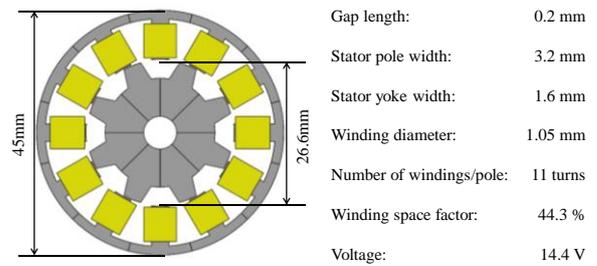


Fig. 1 Specifications of 12/8 SR motor.

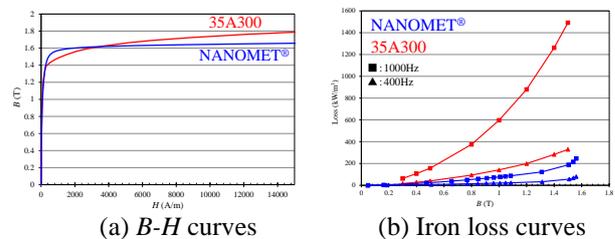


Fig. 2 Comparison of characteristics of core material.

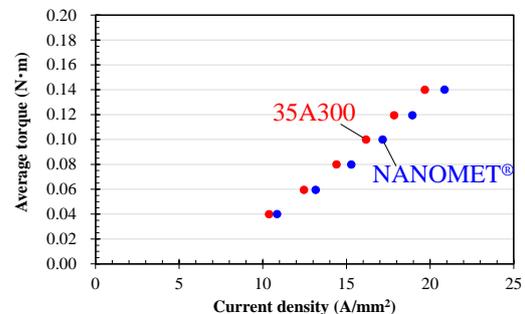


Fig. 3 Comparison of measured current density versus torque characteristics.

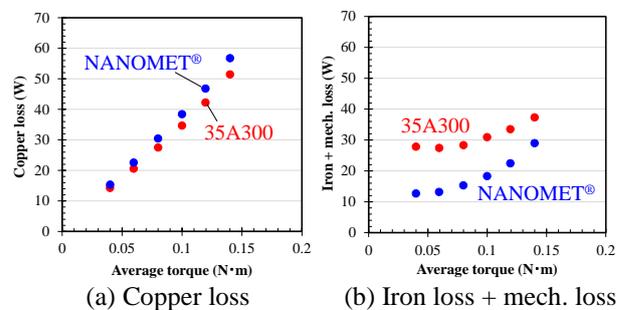


Fig. 4 Comparison of measured losses.

## 参考文献

- 1) K. Nakamura, Y. Kumasaka, O. Ichinokura, *Journal of Physics: Conference Series*, **903**, 012040 (2017).

# プレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルによる 直流重畳リアクトルのヒステリシス解析

細野 雄也, 羽根 吉紀, 中村 健二  
(東北大学)

Hysteresis Analysis of DC-Biased Reactor by using Magnetic Circuit Model Combined with Play Model

Y. Hosono, Y. Hane, K. Nakamura

(Tohoku University)

## はじめに

磁気デバイスの解析・設計において、ヒステリシス現象まで考慮した鉄損の算定手法の確立が求められている。先に筆者らは、直流ヒステリシスを表現可能なプレイモデル<sup>(1)</sup>を組み込んだ磁気回路モデルを提案し、ヒステリシスループ並びに鉄損を高精度に算定可能であることを明らかにした<sup>(2)</sup>。しかしながら、電源装置等に用いられるリアクトルなど、直流成分が重畳された磁気デバイスの検討は行われておらず、上記手法の算定精度は未知であった。

そこで本稿では、上述のプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを用いて、直流重畳リアクトルの解析を行い、提案手法の有用性について検討を行ったので報告する。

## 直流重畳リアクトルの解析と実測値との比較

Fig. 1 にプレイモデルを組み込んだ磁気回路モデルを示す。本モデルにおいては、直流ヒステリシスはプレイモデルで、渦電流損失および異常渦電流損失は磁気回路の素子で表現する。

Fig. 2 に、実験に用いた板厚 0.35 mm の無方向性ケイ素鋼板のトロイダルコアの形状・寸法を示す。測定においては、Fig. 3 の測定系を用いた。図中の  $v_1$  は励磁電圧、 $i_1$  は励磁電流、 $v_s$  はサーチコイルの誘起電圧であり、これらを用いて磁界  $H$  と磁束密度  $B$  を求めた。

Fig. 4 に、直流重畳時のヒステリシスループの実測値と計算値の比較を示す。条件は、周波数  $f = 5$  Hz, 最大磁束密度  $B_m = 0.6$  T, 直流磁界  $H_{dc} = 0, 10, 20, 30, 40$  A/m とした。この図を見ると、計算値は実測値とおおよそ一致していることがわかる。直流成分が重畳された磁気デバイスのヒステリシスループを解析で模擬することは必ずしも容易ではないが、本提案手法を用いることで、このような直流が重畳された磁気ヒステリシスについても、比較的精度良く模擬できることが明らかとなった。

## 参考文献

- (1) S. Bobbio, G. Miano, C. Serpico, and C. Visone, *IEEE Trans. Magn.*, **33**, 4417 (1997).
- (2) H. Tanaka, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *Journal of Physics: Conference Series*, **903**, 012047 (2017).

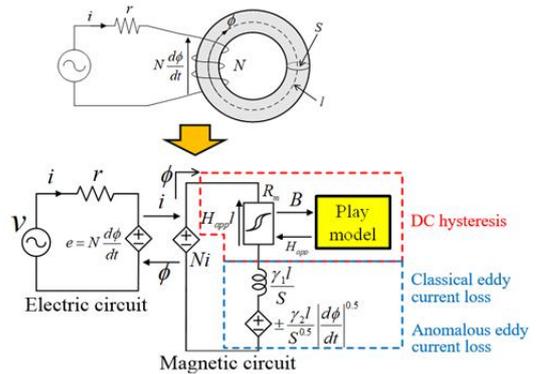


Fig. 1 Magnetic circuit model combined with play model.

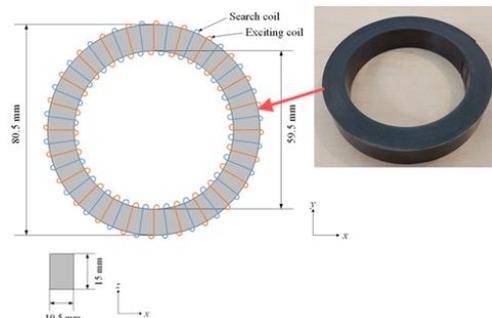


Fig. 2 Shape and dimensions of the ring core.

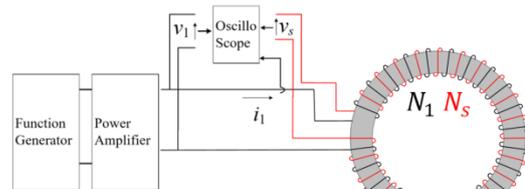


Fig. 3 Measurement system for DC-biased hysteresis loops.

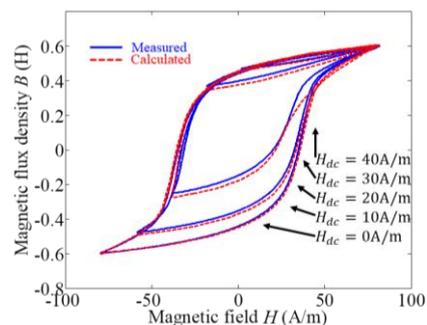


Fig. 4 Comparison of calculated and measured DC-biased hysteresis loops ( $f = 5$  Hz).

# デューティ比の異なる方形波電圧励磁に対応した鉄損算定式の各種鉄心材への適用性評価

畠山 智行, \*中村 健二  
(株式会社 日立製作所, \*東北大学)

Applicability Study of Iron Loss Calculation Methods for Various Core Materials  
under Rectangular Voltage Excitation with Various Duty Ratios  
Tomoyuki Hatakeyama, \*Kenji Nakamura  
(Hitachi, Ltd., \*Tohoku University)

## はじめに

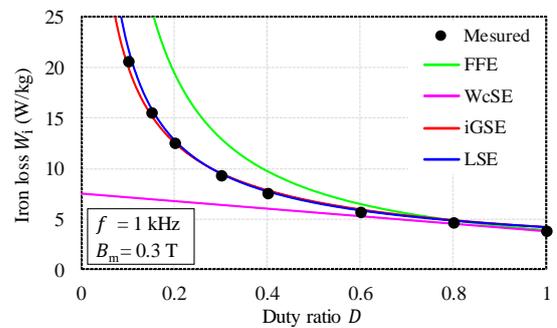
一般に鉄損算定式として知られる Steinmetz の実験式は、フルブリッジ型 DC-DC コンバータに用いられる高周波変圧器の励磁条件である、デューティ比が変化する正負対称の方形波電圧励磁下の鉄損を精度良く算定できない。この課題を解決するため、先行研究において種々の鉄損算定式が提案されてきたが、鉄心材に関する適用可能性の評価が十分とは言い難い。本稿では、4種の鉄損算定式を考察対象に挙げ、各種鉄心材に対する適用可能性について評価する。

## 評価方法

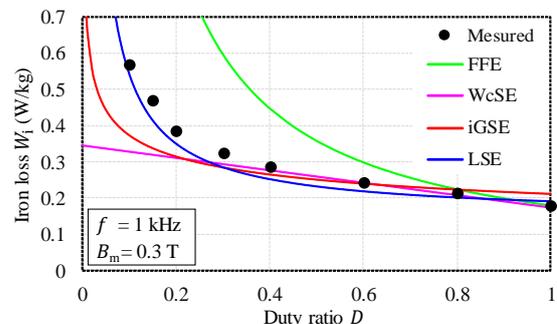
評価対象の鉄損算定式は次のとおりである。はじめに、Improved Generalized Steinmetz Equation (iGSE) は、Steinmetz の実験式の変数である周波数 $f$ と最大磁束密度 $B_m$ の代わりに、磁束密度変化率 ( $dB/dt$ ) を変数とする鉄損算定式である。次いで、 $dB/dt$ の波形率を用いる方法 (Form Factor Equation: FFE) は、Steinmetz の実験式に $dB/dt$ の波形率で決まる係数を乗じて鉄損を求める方法である。Waveform coefficient Steinmetz Equation (WcSE)も同様であり、Steinmetz の実験式に磁束密度波形で決まる係数を乗じる方法である。最後に、鉄損を発生要因毎に分離して計算する方法 (Loss Separation Equation: LSE) は、鉄損をヒステリシス損、渦電流損、異常渦電流損の3つの要因に分離し、それぞれを別々に算出して足し合わせる方法である。以上4種の鉄損算定式を用いて、デューティ比が変化する正負対称の方形波電圧励磁時の各種鉄心材の鉄損を算定するとともに、実測値と比較した。なお、実験に用いた鉄心はカットコアであり、鉄心材によらず形状、寸法は等しい。

## 評価結果

Fig. 1 (a), (b)に、3%方向性ケイ素鋼板、ナノ結晶軟磁性材における鉄損の実測値および計算値を示す。同図において、横軸はデューティ比 $D$ 、縦軸は単位重量あたりの鉄損 $W_i$ であり、デューティ比が小さくなるほど鉄損が増大することがわかる。本評価から得られた知見は次のとおりである。FFEは、算定精度が低く、デューティ比が変化する方形波電圧励磁時の鉄損の算定には適さない。次いで、WcSEは、簡便性に優れているが、鉄心材によってはデューティ比が小さい場合に誤差が大きくなる。iGSEは、算定精度と簡便性のバランスが取れており、鉄心材がケイ素鋼板の場合には有用である一方で、ナノ結晶軟磁性材のような薄板材の場合には、デューティ比が小さい場合に算定精度が悪化する。最後に、LSEは、鉄損の算定に鉄心材の高周波鉄損曲線が必要となるものの、鉄心材、デューティ比によらず算定精度が高い。



(a) 3% grain-oriented silicon steel



(b) Nanocrystalline soft magnetic material

Fig. 1 Comparison of calculated and measured iron losses.

# リッツ線の分割構造に着目した損失解析

朝雛 えみり\*, 上田 祐資\*, 永井 歩美\*\*, 石飛 学\*  
(奈良高専\*, 東北大学\*\*)

High-Frequency Loss and split structure of Litz Wire

E.Asahina, A.Nagai, Y.Ueda, M.Ishitobi

(National Institute of Technology, Nara College Tohoku University)

## はじめに

リッツ線は、銅損を抑制する構造をもつため、非接触給電や誘導加熱といった高周波コイル用巻線として汎用されている。一方で、素線径によって単線以上の発熱も確認されており<sup>(1)</sup>、適切な素線径の選択が重要である。そこで、本研究ではシンプルな構造の損失解析モデルを提案し、発熱の原因である誘導電流と素線構造の関係について、分析を試みている。

## リッツ線における損失

Fig.1 に提案する損失解析モデルを示す。リッツ線の断面が点対称であることから、半径方向と円周方向の分割数および絶縁被膜の厚さと材質をパラメータに設定し、モデリングを行っている。

Fig.2 に円周方向の分割に対する解析モデルと損失特性を示す。ここで、内径 1.1[mm]、外径 1.2[mm]、導体間距離を 5[ $\mu$ m]とし、内径外径分割数を 1~12 に可変させている。また入力電流を 2[A]、1[MHz]とし、電磁場解析にはムラタソフトウェア製の Femtel<sup>®</sup>を用いている。Fig.2(b)から損失は円周方向の分割数に依存しないことがわかる。

Fig.3 に半径方向の分割に対する解析モデルと損失特性を、Fig.4 に分割数 4, 9, 17 の電流密度分布を示す。解析条件は、円周方向の分割数に対する解析と同様である。ただし、分割数を 1~30 に可変しつつ、導体の最大半径を 1.2[mm] に統一するため、分割数の変化に伴って導体厚さを増減させている。Fig.3 から分割数 9 のとき、損失のピークが確認できる。このとき、導体の厚さは 1[MHz]における表皮深さ  $\delta$  (0.066[mm]) の 2 倍程度となっている。一方で Fig.4 より、順方向と逆方向の交互に流れる誘導電流が確認できる。この交互の電流は、素線を通る平均電流に対して無視できない大きさを持ち、発生回数が分割数とともに増加している。また、交互電流の振幅は分割数が多いほど減少傾向を示している。特に分割数が 17 以上 (導体の厚さ  $\delta$  以下) のとき、逆方向電流の消失が確認できる。これは、導体が薄くなるほど正負の交互電流が干渉し、振幅を抑制できたと考えられる。したがって、素線径の小さいリッツ線ほど銅損が抑制され、特に  $\delta$  以下であると効果が高い。

## 参考文献

(1) 水野勉, 他: 日本 AEM 学会誌, Vol.18, No.3, pp.300-305 (2010)

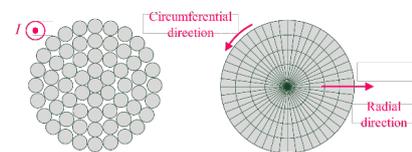
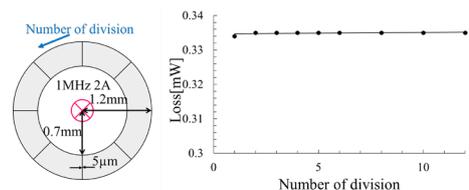
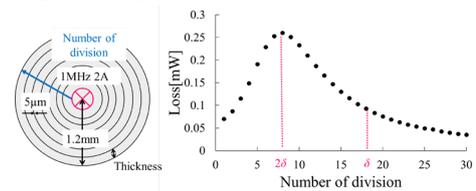


Fig. 1 Analysis model of litz wire



(a) Analysis model (b) Loss characteristics

Fig. 2 Analysis of circumferential direction



(a) Analysis model (b) Loss characteristics

Fig. 3 Analysis of radial direction

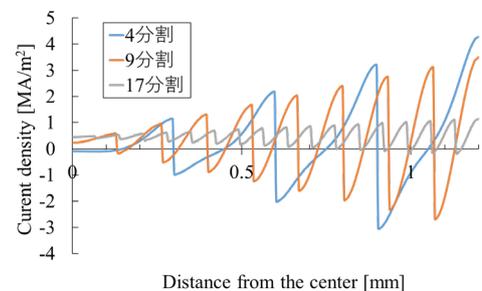


Fig. 4 Current density distribution on each thickness

# 弾性板の羽ばたきを利用した磁気駆動マイクロポンプの接続方法

福田匠磨、本田崇  
(九工大)

Connecting method for magnetically driven micropump using flapping wings

T. Fukuda, T. Honda  
(Kyushu Inst. Tech.)

## はじめに

著者らは、放熱効率の高い小型液冷システムのノート PC 等への応用を目指し、弾性板の羽ばたきを利用した磁気駆動マイクロポンプの開発を進めている。本研究では、複数ポンプを直列接続した場合の接続方法に着目し、従来のストレート型から U 字型に変更した。その結果、U 字型が従来と同等の性能であり、全長の短縮化も容易であることがわかった。

## 素子構成

Fig. 1 にポンプ単体(a)、ストレート型 2 連結(b)、U 字型 2 連結(c)の構造を示す。可動子は、厚さ方向に着磁された 2 個の NdFeB 磁石 ( $\phi 4\text{mm} \times 1\text{mm}$ ) の間に、NdFeB 磁石 ( $\phi 1\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ ) を 2 個重ねたものを両端の 2ヶ所に配置し、その一方の磁石間に厚さ  $50\mu\text{m}$  の PI フィルムを挟んで構成する。PI フィルムは、幅が  $4\text{mm}$ 、長さが  $6\text{mm}$  の長方形である。この可動子を固定子内に、回転軸を介し取り付けてポンプを構成している。同図(a)には動作原理も示している。長手方向に交流磁界を印加すると、磁石は磁気トルクを受け回転振動し弾性板を揺動せることで液体を送り出す。今回提案する U 字型では、流路を U 字に屈曲させ 2つの可動子を回転軸を共通として一体化した構造になっており、ストレート型と比較して全長を 47%短縮している。

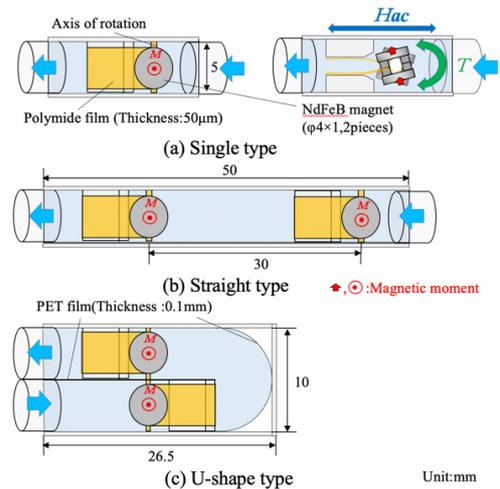


Fig.1 Structure of micropump.

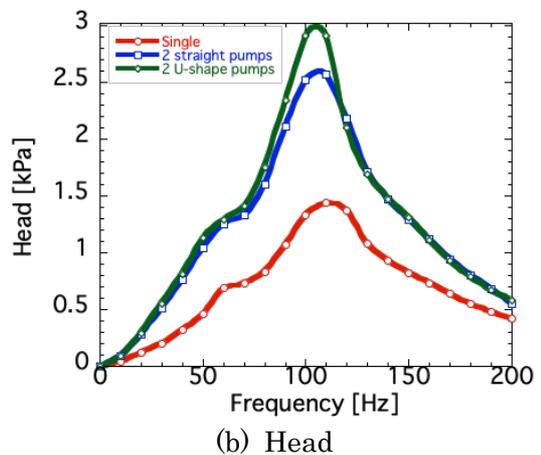
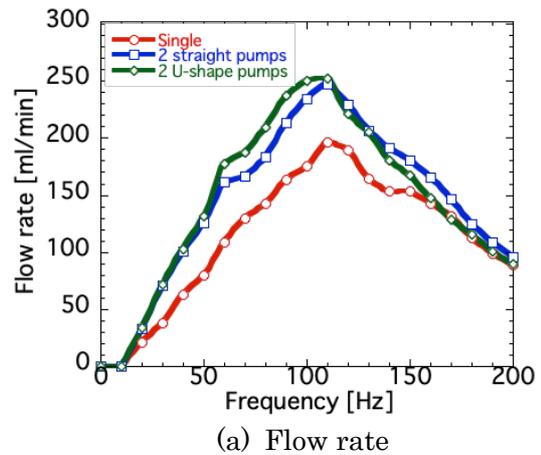


Fig. 2 Frequency characteristics.

## 実験結果

ポンプの駆動はソレノイドコイルによって行い、流量と吐出圧力を評価した。作動流体には、水で 20%に希釈した不凍液を使用した。

Fig. 2 に 50 Oe 印加時における無負荷時の流量(a)と吐出圧力(b)の周波数特性を示す。流量・吐出圧力ともストレート型と U 字型の差はほとんどなく、流路を屈曲させた影響は無視できることがわかった。これより、提案する U 字型の連結方法が有用であることを実証した。この結果を受け、本 U 字型ポンプを 50W クラスのノート PC を模した液冷システムに組み込み、十分な冷却性能を得ることを確認した。

# 磁気駆動羽ばたき PAV における推力と翅構造の関係

平野 滉大、本田 崇  
(九工大)

Relationship between thrust and wing structure for magnetically driven wing Pico Air Vehicle

K. Hirano, T. Honda  
(Kyushu Inst. Tech.)

## はじめに

ドローンに代表される小型飛翔体より格段に小さな昆虫サイズの超小型飛翔体(PAV, Pico Air Vehicle)が注目されている。PAV に関する先行研究<sup>1)</sup>では、圧電素子による羽ばたき機構があり、ケーブルによる給電ではあるが飛翔に成功している。これに対し著者らは、永久磁石を内蔵した羽ばたき機構を外部磁界で駆動する方式について検討し、ワイヤレスかつバッテリーレス化を図るとともに飛翔にも成功した<sup>2)</sup>。本報告では、更なる小型化を図るための翅の設計指針の確立を目指し、推力と翅構造の関係を実験的に考察した。

## 素子構成と動作原理

Fig. 1 に素子の上面図を示す。胴体部は、厚さの異なる 2 種類の PI フィルム(25 $\mu$ m 厚,125 $\mu$ m 厚)を貼り合わせた構造で、左右に 25 $\mu$ m 厚の PI フィルム(4.5mm 長)による捻りバネを有する。捻りバネには NdFeB 磁石( $\phi$ 1mm $\times$ 2mm)を極性が逆になるよう配置した。翅は、V 字形に配した棒(PI, PS)の裏側に、長方形の PI フィルム(5 $\mu$ m 厚、10mm 幅)を根本部分のみ接着し構成した。Fig. 2 に動作原理を示す。交流磁界により、磁石は磁気トルクを受け捻りバネを中心に回転振動し羽ばたき運動が起こる。このときの打ち上げと打ち下ろしの翅形状に起因する抗力差が上向きの推力となる。

## 実験結果と考察

本実験では、捻りバネの幅を 0.75mm、0.625mm、0.50mm、翼長を 4mm から 9mm と変えて推力の測定を行った。その際、V 字に配した棒の材質と長さを変え、羽ばたきの周波数特性の調整を行った。磁界強度は 4.8kA/m とした。Fig. 3 は、横軸に翼長、縦軸に各素子の最大推力を発生した周波数をプロットしたもので、各点の最大推力をカラーで示している。傾向を調べるためにすべての条件のデータを載せている。最大推力を発生した周波数は、羽ばたき運動の共振周波数とほぼ一致し、翼長が短くなると慣性モーメントが低下するため上昇した。ここで、推力が 0.5mN 以上の赤色の点に着目すると、同じ翼長でも、翼長が長い場合は周波数の分布の低いところにあるが、翼長が短くなると周波数の分布の高い方にシフトする傾向が見られる。これは推力の増大する条件が羽ばたき運動の共振だけでなく、翅の PI フィルムの曲げ振動の共振も関係しているためと考えられる。

## 参考文献

- 1) R.J. Wood, et al., Int. J. Robot. Res., Vol.31, pp.1292-1302, 2012.
- 2) 大村修平, 東優樹, 本田崇, ロボティクス・メカトロニクス講演会講演概要集 2016(0), 1A1-12b2, 2016.

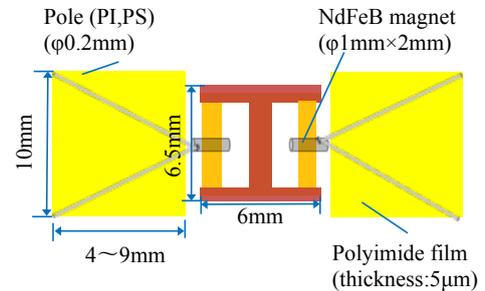


Fig. 1 Structure of flapping mechanism

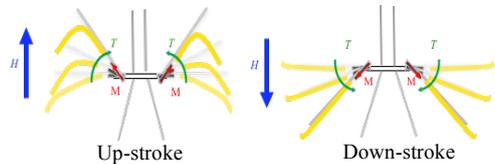


Fig. 2 Actuation principle

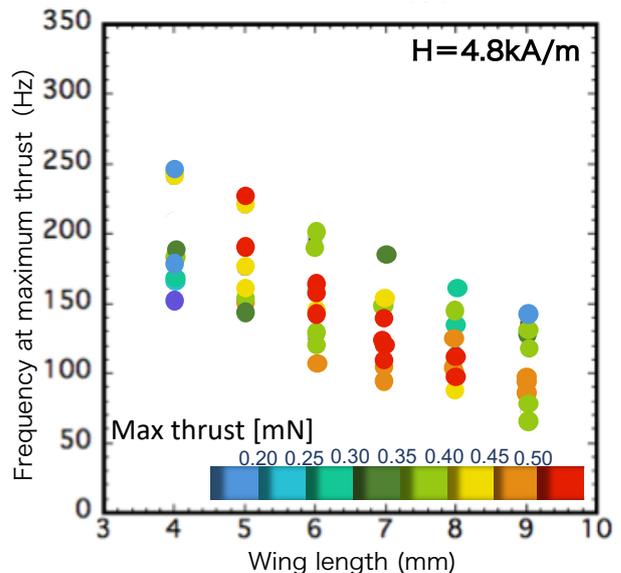


Fig. 3 Relation between frequency at maximum thrust and wing length.

# 永久磁石と電磁石を併用した薄鋼板の磁気浮上装置の開発 (電磁力の印加箇所に対する永久磁石配置の最適化)

ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ、嘉山周汰、椎名敦紀、小川和輝、  
遠藤文人、成田正敬、加藤英晃  
(東海大学)

Development of electromagnetic levitation system for thin steel plate with electromagnets and permanent magnets (optimization of permanent magnet arrangement for applied position of electromagnetic force)

M. N. Hakimi, S. Kayama, A. Shiina, K. Ogawa, A. Endo, T. Narita, H. Kato  
(Tokai Univ.)

## はじめに

薄鋼板は搬送工程において通常ローラによる接触搬送が行われ、ローラとの接触による傷やめつき不良など表面品質の劣化が問題となっている。当研究グループでは、電磁石を設置していない部分に永久磁石を設置し、これらの磁力を浮上安定化のために有効利用した電磁石・永久磁石併用型薄鋼板磁気浮上搬送システムを提案している。一方、鋼板の浮上安定性が最良となる永久磁石の配置を実験的に求めることは、設置パターンが膨大にあるため不可能である。そこで、遺伝的アルゴリズムを適用し、鋼板の浮上安定性が向上する永久磁石配置の探索を行った<sup>1)</sup>。さらに著者らは鋼板のエッジ部に電磁石を設置した磁気浮上の搬送システムに対して永久磁石の設置による浮上補助を行い、配置の最適化を行っている<sup>2)</sup>。しかしながらエッジ部に設置した電磁石からの吸引力の印加位置に関する検討は行われていない。そこで本報告はエッジ部の電磁石位置を変更した際の永久磁石の最適化について検討を行った。

## 水平方向の位置決め制御システム

浮上した鋼板のエッジに対して水平方向から電磁石による吸引力を加え、非接触位置決め制御を行う。鋼板エッジ部の水平方向の変位計測にはレーザ式センサ(帯状のレーザ光の遮断量で変位を計測)を用いる。また、電磁石は浮上制御システムで使用したものと同一のものを使用する。鋼板の相対する2辺に沿って2個ずつ設置されており、各電磁石表面から鋼板エッジまでの距離を5mmに非接触位置決め制御する、水平方向位置決め制御用電磁石はFig. 2のように水平方向位置決め制御ユニットを可動することができる。そこで、水平方向電磁石の設置位置を変化させて最適化を行い、最適な永久磁石配置を遺伝的アルゴリズムによって探索した。

## 参考文献

- 1) 成田, 長谷川, 押野谷, 永久磁石を用いた薄鋼板のハイブリッド磁気浮上システム, *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol. 37 (2013), No. 2, pp. 29-34
- 2) 鈴木, 木田, 小田, 成田, 加藤, 森山, 浮上方向と水平方向に設置した電磁石と永久磁石による薄鋼板のハイブリッド磁気浮上システムにおける永久磁石の最適配置に関する研究, *日本 AEM 学会誌*, Vol. 26 (2018), No. 1, pp. 191-197

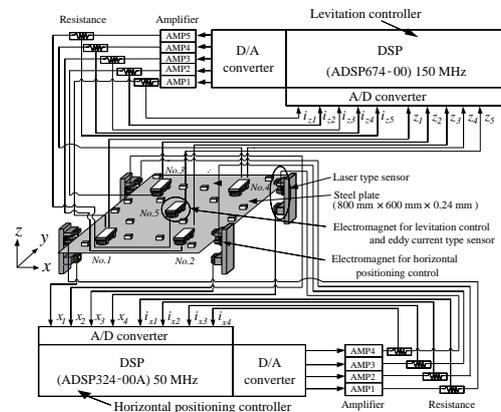


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system for steel plate with permanent magnet.

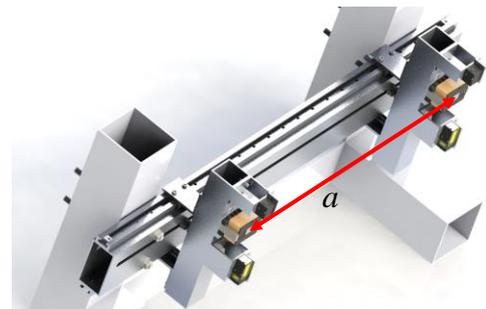


Fig. 2 Slide mechanism of electromagnet for horizontal positioning control.

# 湾曲させた柔軟鋼板の磁気浮上搬送システムの開発 (湾曲方向が搬送中の浮上性能に与える影響)

椎名敦紀、嘉山周汰、ムハマドヌルハキミビンモハマドカマ、小川和輝、成田正敬、加藤英晃  
(東海大学)

Electromagnetic levitation and transportation system for bent thin steel plate  
(effect of bending direction on levitation performance during transportation)

A. Shiina, S. Kayama, M. N. Hakimi, K. Ogawa, T. Narita, H. Kato  
(Tokai Univ.)

## はじめに

薄鋼板の製造ラインではローラによる接触搬送が行われている。しかし、ローラとの接触により傷や凹凸が生じ表面品質の劣化が問題となっている。そこで、電磁石の吸引力を利用した薄鋼板の非接触磁気浮上搬送が提案されている<sup>1,2)</sup>。当研究グループでは、これまでに、水平方向位置決め制御システムと湾曲磁気浮上システムを併用した磁気浮上システムの浮上性能について検討を行ってきた<sup>3)</sup>。本報告では板厚 0.24 mm の薄鋼板を浮上対象とし、薄鋼板の湾曲方向を変えて湾曲浮上させ、水平方向からの磁場による張力が薄鋼板に与える影響について実験的に検討を行った。

## 実験装置

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。薄鋼板は、Fig. 2 に示す通りフレーム内に設置された磁気浮上システムを装置ごとリニアモータで搬送させる。浮上対象は長さ 800 mm、幅 600 mm、厚さ 0.24 mm の長方形亜鉛めっき鋼板 (材質 SS400) とする。鋼板をアルミフレーム製装置内に設置した 5 か所のペアの電磁石を用いて非接触支持するために、鋼板の変位を 5 個の渦電流式非接触変位センサにより検出し、非接触位置決め制御を行う。鋼板水平方向 ( $x$  方向) の位置決めは Fig. 1 に示した通り、電磁石を鋼板端部の相対する 2 辺に対向するように 4 か所配置し、レーザ式センサを利用することによって水平方向の変位を非接触に測定する。

## 搬送実験

水平方向位置決め制御システムと湾曲磁気浮上システムを併用した磁気浮上システムが、薄鋼板の湾曲方向を変えて湾曲浮上させた際、浮上性能にどのような影響を与えるかの検証をするため、各電磁石がそれぞれ独立して制御をするような 1 自由度モデルを構築し、搬送実験を行った。このとき、水平方向電磁石に印加する定常電流値を 0.5 A、水平方向電磁石中心間距離を 550 mm とした。実験結果より、湾曲方向を変えて湾曲浮上させることで、薄鋼板の浮上特性が変化することを示した。

## 参考文献

- 1) 高林他, 日本機械学会論文集 C 編, Vol. 79 (2013), No. 801, pp. 1483-1494
- 2) 松島他, 日本 AEM 学会誌, Vol. 20 (2012), No. 1, pp. 220-225
- 3) 伊藤他, 日本磁気学会論文特集号, Vol. 1 (2018), No. 1, pp. 95-100

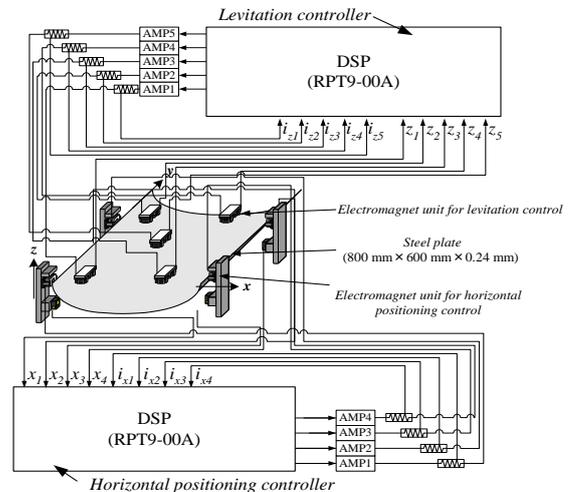


Fig. 1 Electromagnetic levitation control system.

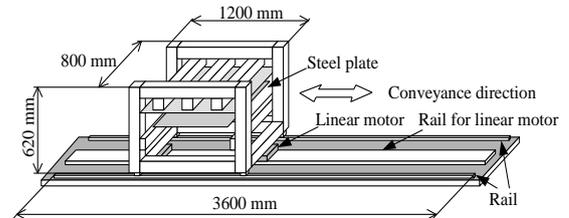


Fig. 2 Conveyance system of the steel plate.

# シームレスな極薄鋼板の磁気ガイドウェイシステムの開発 (外乱振動の入力に対する振動抑制効果)

中須賀峻、奈良輪祥泰、石原宙、山口遼、小川和輝、成田正敬、加藤英晃  
(東海大学)

Development of electromagnetic guideway for seamless ultra-thin steel plate  
(effect of vibration suppression against input vibration disturbance)

R. Nakasuga, Y. Narawa, S. Ishihara, R. Yamaguchi, K. Ogawa, T. Narita, H. Kato  
(Tokai Univ.)

## はじめに

製鉄所における連続鋼板製造ラインは長さ数 km にもおよび、その間連続鋼板はロールによる接触支持搬送されている。このようなロールによる連続鋼板の搬送ラインにおいて、鋼板とロールの接触による表面品質の劣化などの問題点が挙げられる。この問題を解決するため、当研究グループでは走行する連続鋼板のエッジ近傍に電磁力を印加することで鋼板の振動を抑制する非接触案内を検討した<sup>1)</sup>。また、有限要素法を用いてモード形状を算出し、モード形状の腹となる箇所にも永久磁石を配置してその有効性を検討した<sup>2)</sup>。しかし、電磁石に与える定常電流値を変更したときに連続鋼板がどのような振動特性を示すのか十分な検討は行われていない。そこで本報告では、電磁石に流す定常電流を変更した際の連続鋼板の振動特性について、マルチボディダイナミクスを用いて鋼板に外乱が入力された際の応答から検討を行った。

## 非接触案内形成装置

Fig. 1 に示すように電磁石を用いた非接触ガイドウェイの振動抑制効果を評価するため、連続鋼板の進行方向を模擬した装置を用いて検討を行った。長さ 6894 mm、幅 150 mm、厚さ 0.3 mm のステンレス鋼材製ベルトを溶接した連続鋼板を直径 700 mm、幅 154 mm のプーリから吊り下げた。このプーリをブラシレス DC モータで駆動することで、鋼板が走行する状況を再現することができる。また Fig. 2 に示すように、2 個の電磁石ユニットを連続鋼板に対抗するよう設置した磁気ガイドウェイを構築した。

## 鋼板形状解析

定常電流を変更した際の振動特性を評価するため、Fig. 1 の進行方向変更部に配置した制御を行う電磁石の定常電流を変更させて解析を行った。このとき電磁石が設置される位置のボディに電磁石ユニットからの復元力と減衰力が加わるとし、プーリの中心から 500 mm の位置にあるボディを 50 mm 変位させた状態から制御を行った際の応答から検討を行った。解析結果より電磁石のばね定数を増加させた場合に入力した外乱が短時間で収束したが、連続鋼板に高周波の振動が定期的発生した。これは電磁石の復元力の増加によって鋼板と電磁石の固有振動数が変化したためと考えられる。

## 参考文献

- 1) 柏原, 押野谷, 石橋, 日本 AEM 学会誌, Vol. 11, No. 4, (2003), 235-241.
- 2) Bessho, T., Ishihara, S., Narawa, Y., Yamaguchi, R., Narita, T., Kato, H., Actuators, Vol. 7, Issue3 (2018), 47.

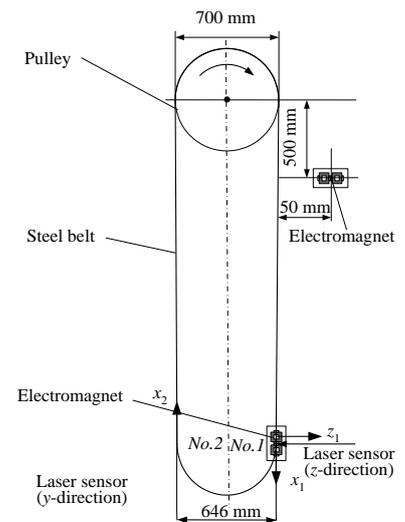


Fig.1 Schematic diagram of electromagnetic guideway for seamless ultra-thin steel plate

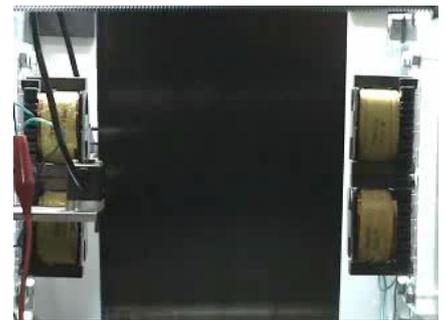


Fig. 2 Photograph of electromagnet for electromagnetic guideway

# 有限差分法を用いた湾曲薄鋼板の磁気浮上システムの動的解析に関する検討

船田孔明、宮崎陸、小川和輝、成田正敬、加藤英晃  
(東海大学)

Consideration on dynamic analysis of electromagnetic levitation system for bent thin steel plate with finite difference method

K. Funada, R. Miyazaki, K. Ogawa, T. Narita, H. Kato  
(Tokai Univ.)

## はじめに

薄鋼板は自動車、電化製品、缶などの製品として広く使用されており、近年、様々な産業の要請により表面品質向上が強く求められている。この要求に応じるために、鋼板生産ラインの搬送システムに磁気浮上を利用した非接触搬送技術の研究が活発に行われている<sup>1,2)</sup>。柔軟鋼板を磁気浮上させる場合、鋼板の自重によるたわみや、鋼板の復元力などによって弾性振動が発生し、これが安定した浮上を妨げる要因となる。著者らはこれまで磁気浮上システムにおける薄鋼板のたわみを求め浮上性能との関係性を明らかにしてきた。本報告では、浮上性能との関係性を明らかにするために、有限差分法を用いた湾曲浮上中の薄鋼板の静的解析手法について整理した上で、これを応用した湾曲磁気浮上鋼板の動的挙動に関する解析手法の構築を試みた。

## 有限差分法を用いた動的解析

Fig. 1 に鋼板と電磁石位置の関係を示す。浮上対象は、長さ  $a = 800$  mm、幅  $b = 600$  mm、厚さ  $h = 0.18$  mm の長方形の鋼板である。

湾曲磁気浮上システムの動的解析を行う前に、浮上中の鋼板の静的形状を解析した。解析によって得られた磁気浮上中の鋼板形状を Fig. 2 (電磁石角度  $0^\circ$ ) と Fig. 3 (電磁石角度  $13^\circ$ ) に示す。この解析では、5 点の電磁石部分を単純支持としてモデル化した。Fig. 3 より磁気浮上時の鋼板の形状を確認することができた。この鋼板形状解析のシミュレーションモデルに慣性項と減衰項の時間変化を加え、シミュレーションモデルを作成し、動的解析を行った。

## 参考文献

- (1) Matsumoto, S., Arai, Y., Nakagawa, T., IEEE Trans. Magn., Vol. 50, No. 11 (2014)
- (2) 米澤, 丸森, 成田, 加藤, 日本 AEM 学会誌, Vol. 24, No. 3 (2016), 137-142

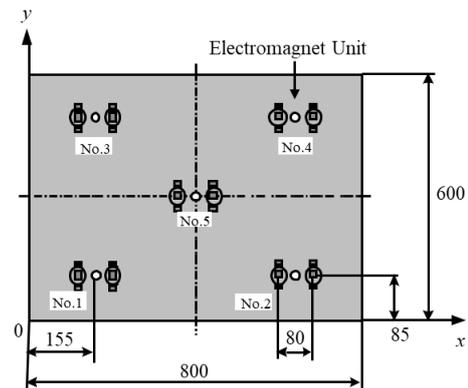


Fig. 1 Analysis model of electromagnet and steel plate

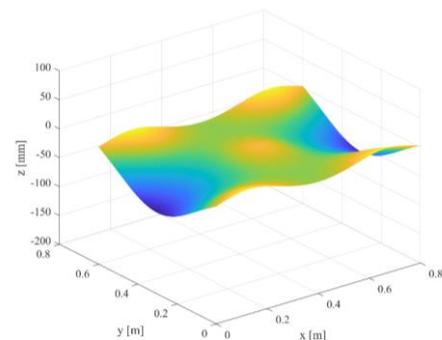


Fig. 2 Analysis result without bending levitation  
(Electromagnet angle  $0^\circ$ )

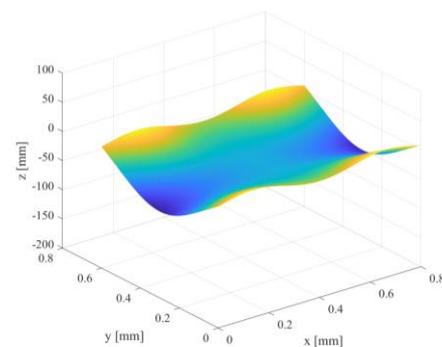


Fig. 3 Analysis result with bending levitation  
(Electromagnet angle  $13^\circ$ )

# 壁面振動を利用した超小型モビリティの騒音制御システムの開発 (超磁歪アクチュエータの性能に関する基礎的検討)

加藤太朗、北村拓也、前原史弥、中山弘也、池田圭吾、遠藤文人、加藤英晃、成田正敬  
(東海大学)

Development of noise control system for ultra-compact mobility by plate vibration  
(fundamental consideration on performance of giant magnetostrictive actuator)

T. Kato, T. Kitamura, F. Maehara, H. Nakayama, K. Ikeda, A. Endo, H. Kato, T. Narita  
(Tokai Univ)

## はじめに

1人から2人乗りの超小型モビリティはあらゆる世代の新たな交通手段として注目されており、地域の活性化や自動車市場の新たな需要創出への貢献が期待される。しかしながら超小型モビリティは走行中にロードノイズや風切り音などの騒音により車内の快適性欠如が問題となっている。当研究グループでは超小型モビリティの限られた車内スペースで車内騒音制御を行うため、図1のように車体の壁面に超磁歪材料を用いたアクチュエータを設置し、壁面振動によって2次音源を付加することで騒音低減を図るアクティブノイズコントロール(以下ANC)の研究を行っている<sup>1,2)</sup>。アクチュエータによる壁面振動を利用した閉空間内のANCシステムを構成する場合、アクチュエータを設置する壁面の振動特性や設置位置による壁面の振動モードを考慮する必要がある。これまでに壁面から放射される制御音波と騒音からなる閉空間内の音場について検討してきた<sup>3)</sup>。

しかしながらアクチュエータ自体の固有振動数や出力特性もシステムの性能に影響を与える要因となる。そこで本報告では上記に示した要因の中から超磁歪アクチュエータの性能に着目し、検討を行った。既存の超磁歪アクチュエータをモデル化して電磁界解析によってアクチュエータの磁歪力と周波数特性の関係を明らかにし、超小型モビリティ搭載用の新たな超磁歪アクチュエータの設計の基礎的検討を行った。

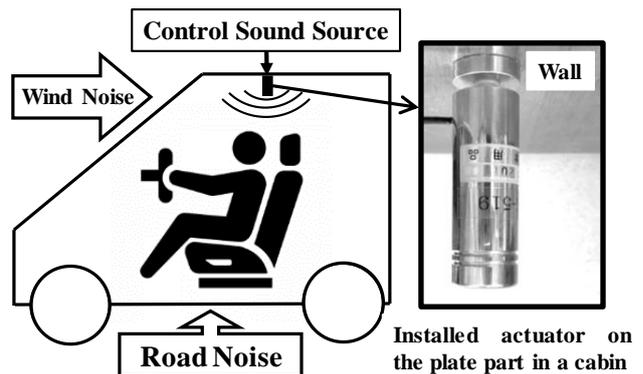


Fig. 1 Design of ANC system for ultra-compact EV by using giant magnetostrictive actuator

## 超磁歪アクチュエータの性能評価

超磁歪アクチュエータのコイルに電流を流した際における磁歪力と周波数応答について電磁界解析を用いて検討を行った。超磁歪アクチュエータは人の可聴域より20 Hzから2 kHzの振動を発生する必要がある。電磁界解析では、図2に示すように超磁歪アクチュエータをモデル化した。アクチュエータの過渡応答を確認するためにコイルに1 Aの電流をパルス状に入力し、同図に示すように磁歪力を算出した。

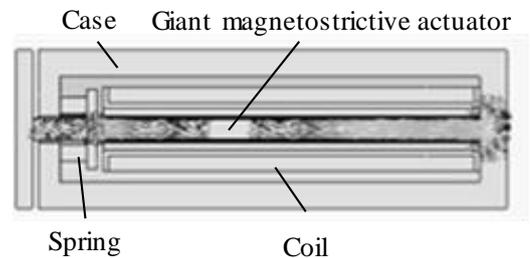


Fig. 2 Model of actuator by electromagnetic field analysis

## 参考文献

- 1) 石塚, 加藤, 加藤, 成田, 小島, 森山, 日本 AEM 学会誌, Vol. 25, No. 2, (2017), 88-93.
- 2) T. Kato, R. Suzuki, R. Miyao, H. Kato, T. Narita, Actuators, 7, 49, (2018).
- 3) T. Kato, R. Suzuki, T. Narita, H. Kato, Y. Yamamoto, IJAEM, Vol. 52, No. 1-2, (2016), 153-160.

# スポーク形埋込磁石磁気ギヤの性能向上に関する検討

水穴裕真, 中村健二, \*鈴木雄真, \*大石悠平, \*立谷雄一, \*操谷欽吾  
(東北大学, \*㈱プロスパイン)

## Performance Improvement of Spoke-shaped Interior Permanent Magnet Magnetic Gear

Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, K. Kuritani

(Tohoku University, \*Prospine Co., Ltd.)

### はじめに

磁気ギヤは非接触で動力を伝達できるため、機械式ギヤと比べて振動・騒音が小さく、保守性に優れる。その中でも磁束変調型磁気ギヤは、他の磁気ギヤと比べてトルク密度が高い<sup>1)</sup>。磁束変調型磁気ギヤの実用化には、さらなるトルク向上と損失低減が必要である。先に筆者らは、回転子の埋込磁石 (IPM) 構造化<sup>2)</sup>、磁気ブリッジの位置変更<sup>3)</sup>、アモルファス合金の適用<sup>4)</sup>により、トルクと効率を向上させた。

本稿では、IPM 磁気ギヤの高トルク化・高効率化を目的として、軸方向漏れ磁束を相殺可能な磁石を新たに提案するとともに、これまでに提案したすべての改善策を取り入れた IPM 磁気ギヤの解析設計および試作試験を行ったので報告する。

### 高トルク化・高効率化に関する検討

Fig. 1 に、IPM 磁気ギヤの諸元を示す。同図(a)の従来機は、ギャップ側に磁気ブリッジが設けられており、回転子鉄心およびポールピースの材料はそれぞれ無方向性ケイ素鋼板 (35A250) と圧粉磁心 (SMC) である。一方、同図(b)の提案機は、バックヨーク側に磁気ブリッジが設けられており、回転子鉄心とポールピースの材料はアモルファス合金である。また、軸方向の漏れ磁束を打ち消すため、漏れ磁束と逆方向に着磁された厚さ 5 mm のネオジウムボンド磁石が内側回転子側面に取り付けられている。

Fig. 2 に、内側回転数 300 rpm におけるトルクの測定結果を示す。同図より、外側回転子の最大トルクは、従来機が 13.9 N・m であるのに対し、提案機は 20 N・m であり、トルクが約 44% 向上していることがわかる。

Fig. 3 に、内側回転数 300 rpm および 100 rpm における効率の測定結果を示す。同図を見ると、提案機の効率は従来機と比べて大幅に向上していることがわかる。また、提案機の最大効率は 99.85% (内側回転数 100 rpm) を達成した。

本研究の一部は東北大学 AIE 卓越大学院プログラムにより支援された。

### 参考文献

- 1) K. Atallah and D. Howe, *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2844 (2001).
- 2) T. Ikeda, K. Nakamura, and O. Ichinokura, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 130 (2009).
- 3) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani, *T.Magn. Soc. Jpn. (Special issues)*, **3**, 74 (2019).

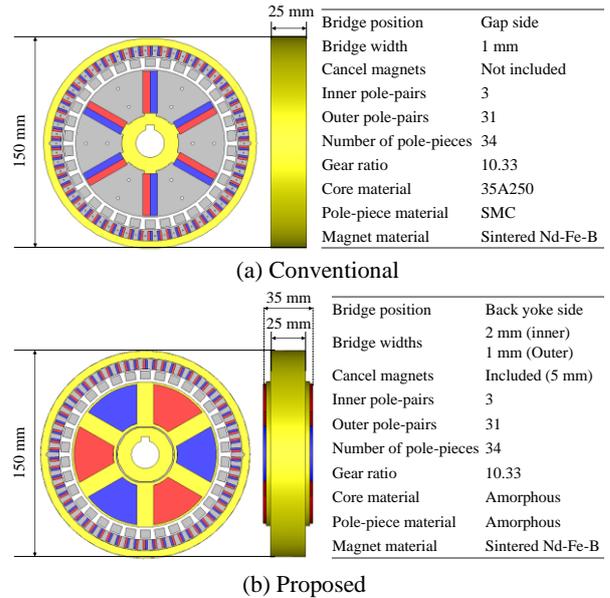


Fig. 1 Specifications of IPM magnetic gears.

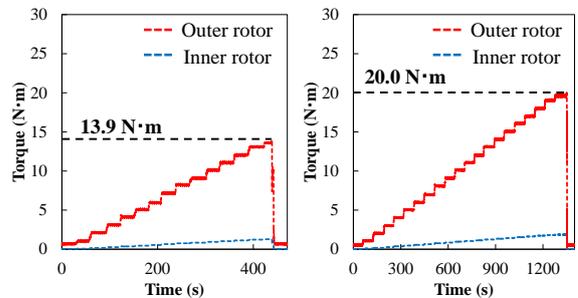


Fig. 2 Comparison of measured torque behavior of the prototype IPM magnetic gears (left: conventional, right: proposed).

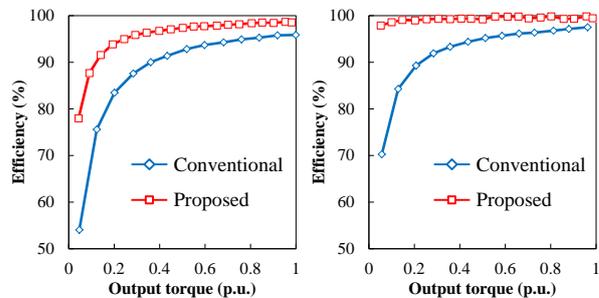


Fig. 3 Comparison of measured efficiency of prototype IPM magnetic gears (left : 300 rpm, right : 100 rpm).

- 4) Y. Mizuana, K. Nakamura, Y. Suzuki, Y. Oishi, Y. Tachiya, and K. Kuritani, *T.Magn. Soc. Jpn. (Special issues)*, **4**, 52 (2020).

# 磁気トルクによる磁石振動を用いた触覚提示手法の検討

佐野友輝, 栢修一郎, 石山和志  
(東北大学 電気通信研究所)

Study of wireless haptic display using magnetic torque with magnet vibration

Y. Sano, S. Hashi, K. Ishiyama

(Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University)

## はじめに

近年、バーチャルリアリティ技術の応用として視覚や聴覚だけでなく、指に対して触覚を再現する手法が提案されている。しかしながら提案手法にはいずれも欠点がある。例えばアクチュエータの振動により触覚を再現する手法では自然な触覚を再現できるが、配線やバッテリーが必要となる。超音波による音響放射圧で押し力を作り出す手法<sup>1)</sup>では非接触で触覚を感じることができるが、超音波振動子と指の間に遮蔽物があると触覚を感じることができない。磁場勾配により手に付けた磁石に静的な力を作る手法<sup>2)</sup>では一軸方向の力のみしか作れない。そこで本研究ではこれらの欠点を解決するため、ワイヤレス、かつバッテリーレスで、遮蔽物の影響を受けず、指の姿勢も問わない手法として、指先に貼付した永久磁石に外部から磁場を加えることで、永久磁石に磁気トルクを発生させ、永久磁石の振動により指先に触覚を提示することを提案する。

## システム構成

本研究で用いた装置の構成図を図1に示す。3次元磁場ベクトル制御のための3軸正方形コイル(x軸1辺: 260mm, y軸1辺: 475mm, z軸1辺: 370mm, x, y, z軸それぞれの各コイル間隔: 204mm)と、ファンクションジェネレータ計3ch, バイポーラ電源3台, および指の位置検出のため光学式モーションキャプチャのLeapMotionを使用した。触覚提示のために人差し指先に円盤形ネオジウム磁石(直径10mm, 厚み2mm)を両面テープにて張り付けた。LeapMotionにより指の位置を検出し、常に任意の磁気トルクを生成できるようLabVIEWによるプログラミングを行った。

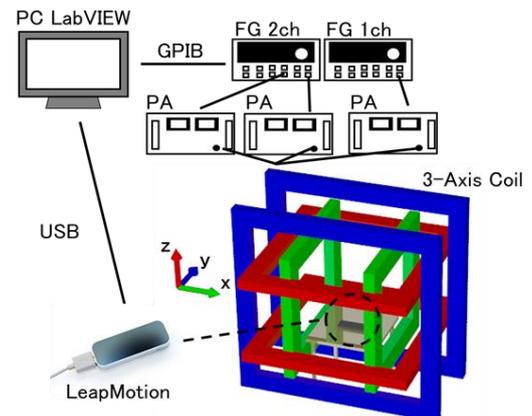


Fig. 1 Device configuration.

## 結果

まずコイル中央付近に指を配置し, x軸コイル(図1: 緑)に基本的な4種類の波形の交流電流を通電した。それぞれの通電波形において指先が振動を感じる磁界の閾値を測定した結果を図2に示す。250Hz付近で閾値は最小となり, 得られた閾値曲線は一般的に知られている触覚の閾値曲線<sup>3)</sup>と一致した。次に指をコイル内で動かし, 動かした指の位置情報から速度を検出し, 速度と位置に応じて通電電流の周波数, 振幅を高速に変化させた。これにより指先が仮想的な凸凹表面をなぞっている感覚が得られた。この感覚を用いることで仮想的な物体の表面形状の再現ができ, よりリアルに物を触っている感覚を得ることが期待される。

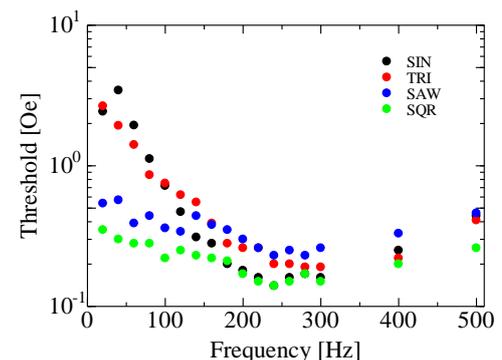


Fig. 2 Frequency response of threshold.

## 参考文献

- 1) T. Hoshi, M. Takahashi, T. Iwamoto, and H. Shinoda: *IEEE Trans. Haptics.*, **3**, 155 (2010).
- 2) Q. Zhang, H. Dong, and A. E. Saddik: *IEEE Access.*, **4**, 299 (2016).
- 3) S. J. Bolanowski, G. A. Gescheider, R. T. Verrillo, and C. M. Checkosky: *J. Acoust. Soc. Am.*, **85**, 1680 (1998).

## フレキシブル基板を用いた高周波磁化測定用励磁コイルの開発

森賢太郎、萬年智介、磯部高範、柳原英人 (筑波大学)

Development of excitation coils for high-frequency magnetization measurement using a flexible substrates

K. Mori, T. Mannen, T. Isobe, H. Yanagihara (Univ. of Tsukuba)

はじめに

SiC や GaN パワーデバイスの登場によって数MHz 以上の高周波で高効率なパワーエレクトロニクス機器への関心が高まっている[1]。一方でインダクタ等の受動部品品の磁心材料の損失評価の問題が顕在化しており、現在数MHz を超える高周波電力用磁心を動作環境に近い高磁場下で評価する装置や手法が確立されていない。我々は、プリント回路基板(PCB)を用いて多段の直列共振回路を構成して励磁用コイルとすることで高周波、高磁場下での軟磁性材料の測定の実現を目指し、まずはリジッド多層基板を用いた励磁用コイルの作成を試みた[2]。磁化測定を行う際には、励磁用コイルに加え磁束変化を捉えるピックアップコイルも組み込む必要があるがリジッド基板では設計を柔軟に変えることが困難であり、試作の効率が悪い。そこで今回は1層ずつフレキシブル基板を積み重ねることにより任意の層にピックアップコイルを配置できるようにした。

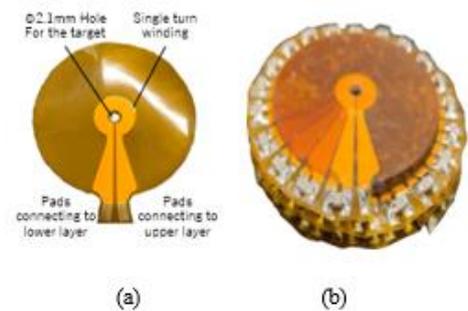


Fig.1 (a) one-turn excitation coil

(b) 60-layer excitation coil

実験方法

Fig.1(a)に試作した一層分の励磁用コイルを示す。これを18度ずつずらしながら接着し、60層の励磁コイルを作製した(Fig.1(b))。一層毎に積層セラミックコンデンサを挿入した60段のLC直列共振回路とし、共振周波数が4MHzとなるように積層セラミックコンデンサを適用した。このコイルにFig.2のようにハーフブリッジ回路に接続して測定を行った。

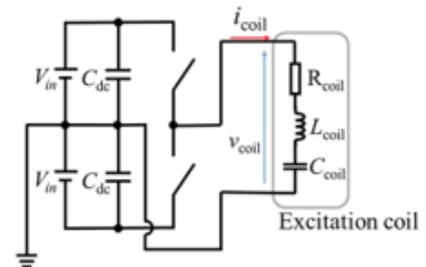


Fig.2 Experimental circuit

結果

インバータ出力電圧を  $V_{in}=163.8V$  としてコイルに流れる電流をデジタルオシロスコープで観測した波形を Fig.3 に示す。この際測定全体で数 $\mu s$  程度の動作で済むので発熱によるコイルの破損は問題にならない。今回の実験ではコイルに最大23Aの電流を流すことができ、これはコイル中心に0.21Tの磁場が発生していることを意味する。本手法を用いることでコイルの磁場発生部分に高周波かつ大振幅の磁場を発生させることができることが確認された。今後は実際に励磁コイルにピックアップコイルを実装し、ピックアップコイルを用いた磁化測定について検討を進める。

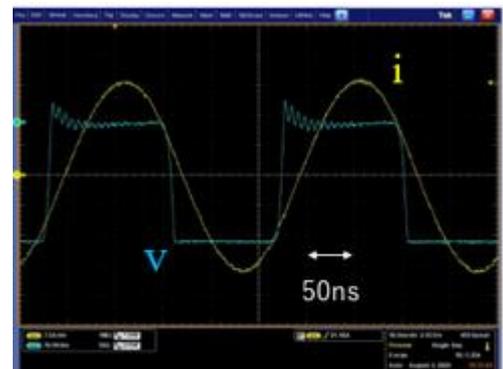


Fig.3 Result of current waveform

参考文献

- [1] Han, Yehui, Grace Cheung, An Li, Charles R. Sullivan, and David J. Perreault. IEEE Trans. Power Electron. Vol. 27, No. 1, pp. 425-435, Jan. (2012).  
 [2] Koichi Yoshida\*, Takanori Isobe, Hideto Yanagihara 平成31年電気学会全国大会 セッション A210-3 講演番号 4-039

# GGA+ $U$ 法によるSmFe<sub>12</sub>における Smの軌道モーメントの理論的評価

山下祥吾<sup>1,2</sup>、吉岡匠哉<sup>1,2</sup>、土浦宏紀<sup>1,2</sup>、Pavel Novák<sup>3</sup>

(東北大工<sup>1</sup>、ESICMM<sup>2</sup>、チェコ科学アカデミー<sup>3</sup>)

Theoretical study for the orbital moment of the Sm ions of SmFe<sub>12</sub> with GGA+ $U$  method.

S. Yamashita<sup>1,2</sup>, T. Yoshioka<sup>1,2</sup>, H. Tsuchiura<sup>1,2</sup>, P. Novák<sup>3</sup>

(Department of Applied Physics, Tohoku Univ<sup>1</sup>, ESICMM<sup>2</sup>, Academy of Science of the Czech Republic<sup>3</sup>)

## はじめに

Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>Bをはじめとした、希土類永久磁石は現代のテクノロジーに欠かせない高機能材料の1つである。その中でもNd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>Bに変わる材料として近年、SmFe<sub>12</sub>に注目が集まっている。SmFe<sub>12</sub>は単位格子内に含まれる希土類に対するFeの割合が大きくなることから、高い飽和磁化が期待でき、かつ、格子内の空隙が大きいことから、Smイオンは孤立した状態をよく保っており、磁気異方性に有利であると考えられている。しかし、この物質は熱力学的に不安定であり、バルクではSm<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>に変形してしまい、薄膜でしか合成できないという欠点も抱えている。本研究では、薄膜の安定相での構造を仮定し、第一原理電子状態計算を行った結果について報告する。

## 計算手法

Smの4*f*電子は局在性が強く、電子間相互作用の影響が強いと考えられるため、本研究においては電子相関の影響を考慮することのできるGGA+ $U$ 法を用いた計算を行う。しかし、*f*電子系に+ $U$ 法を適用する場合、*f*軌道占有状態に対する初期条件によっては、正しい基底状態が得られないことがある。そのため、初期条件を変化させ、最もエネルギーの低くなる状態を探索し、その状態における*f*電子相互作用を解析する。

## 計算結果

Fig 1.に各初期条件における軌道磁気モーメントとトータルエネルギーの*U*依存性を示す。

この図からは軌道磁気モーメントとして、どの*U*の値においても、3.0  $\mu_B$ 程度を与える初期条件が最もエネルギーが低くなり、基底状態、もしくはそれに近いエネルギーに収束していると考えられる。SmにおいてはHundの第2則から5.0  $\mu_B$ 程度の軌道磁気モーメントが期待できるが、本計算結果ではそれを下回る値が得られており、Smサイトにおける強い結晶場の効果により、部分的なクエンチングが起き、Hund第2則の破れを示唆していると考えられる。

## 参考文献

- 1) Y. Hirayama, Y. K. Takahashi, S. Hirose, K. Hono, Scripta Mater. **138** (2017) 62-65
- 2) Y. Harashima, K. Terakura, H. Kino, S. Ishibashi and T. Miyake, JPS Conf. Proc. **5** 011021 (2015).
- 3) P. Larson, I. I. Mazin, D. A. Papaconstantopoulos, Phys. Rev. B **67**, 214405 (2003).

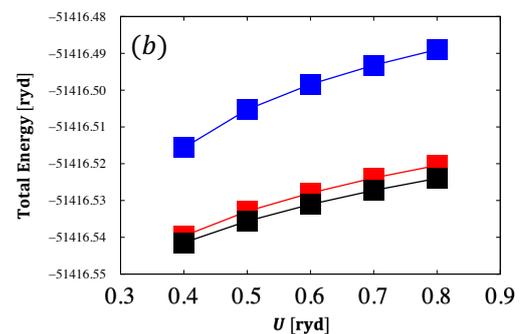
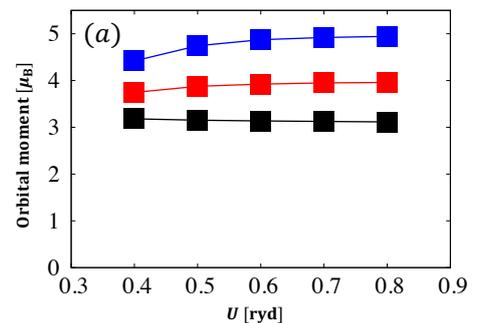


Fig. 1 各初期条件における(a)軌道磁気モーメント (b)トータルエネルギーの*U*依存性

## Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub>系薄膜の軽元素添加による構造と磁気特性

神林守人<sup>1</sup>、加藤大夢<sup>1</sup>、森裕一<sup>1</sup>、土井正晶<sup>1,2</sup>、嶋敏之<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup>東北学院大工、<sup>2</sup>元素戦略磁性材料研究拠点)

Structure and magnetic properties of Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> thin films by the addition of light elements

M. Kambayashi<sup>1</sup>, H. Kato<sup>1</sup>, Y. Mori<sup>1</sup>, M. Doi<sup>1,2</sup>, T. Shima<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup>Tohoku Gakuin Univ., <sup>2</sup>ESICMM)

### はじめに

ThMn<sub>12</sub>型構造を有する RFe<sub>12</sub>系化合物は高い飽和磁化及び異方性磁界を有することが報告されている。中でも、MgO(100)単結晶基板を用いて V 下地層上に作製した Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> エピタキシャル膜は室温において飽和磁化  $M_s = 1416 \text{ emu/cm}^3$ 、異方性磁界  $H_A = 120 \text{ kOe}$ 、キュリー温度  $T_C = 586 \text{ }^\circ\text{C}$  を示し、Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 相よりも優れた磁気特性を示すことが報告されている<sup>1)</sup>。そのため、Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> 化合物は Nd-Fe-B 焼結磁石に替わる高性能永久磁石材料として期待され、精力的に研究が行われている。先行研究において、RFe<sub>12</sub>系化合物に軽元素である N を添加することで磁気特性の向上が報告され<sup>2)</sup>、我々はこれまでに、100 nm の膜厚の Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> 薄膜において B 添加により 12 kOe もの大きな保磁力が得られることを報告した<sup>3)</sup>。微細構造解析の結果、主層は柱状構造を形成し、B が粒界相近傍に存在することでシェル状構造を有することが確認された。これより、主層内の僅かな組成の違いが磁化反転強度に差を生じさせ保磁力向上に起因するものと推察される。以上の結果から、Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> 薄膜へ軽元素である B の添加は磁気特性向上に有効であることが確認された。本研究では、Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> 薄膜に B や N 等の軽元素を添加した試料を作製し、その構造および磁気特性への影響を詳細に調べることを目的とした。

### 実験方法

試料は超高真空多元スパッタ装置を用いて MgO(100)単結晶基板上に作製した。最初に、基板クリーニングのために 550 °C の基板温度で 20 分間の熱処理を行い、その後 325 もしくは 350 °C の基板温度において下地層として V 層を 20 nm 成膜し、続けて主層として Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub>-X 層 (X=B, C, N) を軽元素の添加量を変化させ、 $t_{\text{SFCX}}$  nm 成膜した。最後に、酸化防止層として V 層を 10 nm 成膜した。作製した試料の構造は X 線回折装置(XRD)を用いて、磁気特性は超伝導量子干渉磁束計(SQUID)を用い、室温下で ±70 kOe の範囲で磁場を印加し評価した。

### 実験結果

磁化測定の結果より、Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> 薄膜に B を添加した試料では顕著に保磁力が増加する傾向が確認された。また、X 線回折パターンより B 及び N を添加した場合は、主相の(002)および(004)ピークが高角側へシフトしていることから  $c$  軸が縮小すると考えられる。これに対して C の場合は上記の主相のピークが低角側へシフトしていることから  $c$  軸が伸長していると推察される。講演では、B、C 及び N の添加量の変化による構造および保磁力を含む磁気特性の変化を詳細に報告し、Sm(Fe<sub>0.8</sub>Co<sub>0.2</sub>)<sub>12</sub> 薄膜に対する軽元素の影響を比較する。

### 参考文献

- 1) Y. Hirayama, Y. K. Takahashi, S. Hirose, K. Hono, *Scr. Mater.*, **138**, 62-65, (2017).
- 2) Y. Hirayama, Y. K. Takahashi, S. Hirose, K. Hono, *Scr. Mater.*, **95**, 70-72, (2015).
- 3) H. Sepehri-Amin, Y. Tamazawa, M. Kambayashi, G. Saito, Y. K. Takahashi, D. Ogawa, T. Ohkubo, S. Hirose, M. Doi, T. Shima, K. Hono, *Acta Mater.*, **194**, 337-342, (2020).

# 高濃度La-Co置換M型Srフェライトの単相化に関する研究

羽仁健登、和氣剛、田畑吉計、中村裕之  
(京都大)

Study on single phase of high concentration La-Co substituted SrM type ferrite

K. Hani, T. Waki, Y. Tabata, H. Nakamura  
(Kyoto Univ.)

## 1.はじめに

M型フェライト( $A\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ ,  $A = \text{Sr}, \text{Ba}, \text{Pb}$ )は低価格・化学的安定・資源豊富などの理由から広く普及している永久磁石材料である。高性能フェライト磁石の母材としてLa-Co置換SrM<sup>1)</sup>( $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-y}\text{Co}_y\text{O}_{19}$ )が用いられている。Co<sup>2+</sup>の軌道モーメントによって一軸異方性が増大し、保磁力の向上が知られている。現在商用のものでは、Co<sup>2+</sup>の最大置換量は0.3程度とされている。電荷補償の観点から $x = y$ と設計されるが、実際にはFe<sup>2+</sup>発生により $x > y$ となっていることが判明しており、Fe<sup>2+</sup>発生を抑制すれば、Co<sup>2+</sup>高濃度化が期待できる。我々の先行研究<sup>2)</sup>により、合成時の酸素分圧を上げるとFe<sup>2+</sup>が抑制され、Co<sup>2+</sup>高濃度なM相を合成できることが報告されており、 $P_{\text{O}_2} = 1.0 \text{ atm}$ でCo<sup>2+</sup>最大置換量が0.7程度、 $P_{\text{O}_2} = 387 \text{ atm}$ では1.0程度まで可能となる。しかし単相化には至っておらず、詳細な磁性解明ができていない。本研究では、高濃度La-Co置換SrM試料の単相化を目的とし、反応条件の探索を行った。

## 2.実験方法

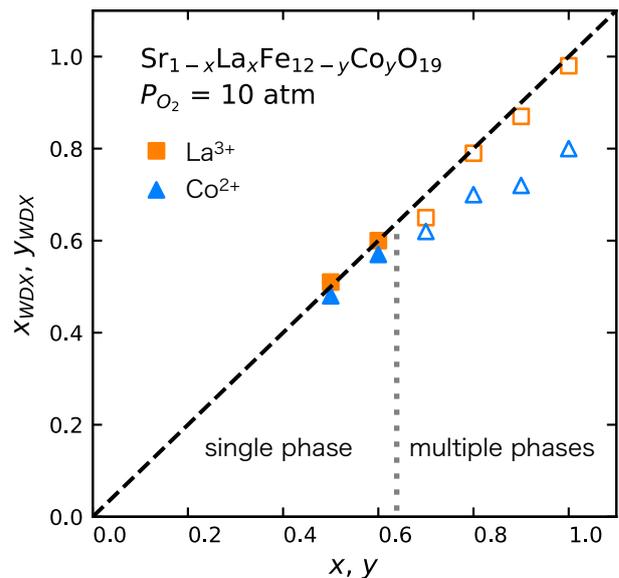
$\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-y}\text{Co}_y\text{O}_{19}$  ( $0.5 \leq x = y \leq 1.0$ ) 多結晶を固相反応法により合成した。所定の組成になるように $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{La}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Co}_3\text{O}_4$ を秤量、混合の後、ペレット状にし、 $P_{\text{O}_2} = 10 \text{ atm}$ 下で、 $1300^\circ\text{C}$ で12時間焼結した。反応を十分進行させるため、粉末化と焼結を数回繰り返した。 $P_{\text{O}_2} = 10 \text{ atm}$ 下での合成には内熱式高圧雰囲気電気炉を用いた。得られた試料についてXRDを用いて相同定を行い、波長分散型X線分析装置(WDX)を用いて組成分析を行った。

## 3.実験結果

XRDの結果、全ての組成においてM型フェライト相が確認された。 $x = y \leq 0.6$ の組成では不純物のピークがなく、SEM像を確認してもM相単相であった。WDXでの元素分析の結果、これらにおいて $x = y$ が確認された。 $0.6 \leq x = y$ の組成では $x, y$ が大きくなるにつれてXRD上で $\text{LaFeO}_3$ などの不純物のピークが見られた。WDXでM相を元素分析した結果、 $x$ は仕込み組成通りとなる一方、 $y$ は $x$ に伴い増加しているものの仕込み組成よりも小さくなった。これは $P_{\text{O}_2} = 1.0 \text{ atm}$ でも見られた傾向であり、部分的にCo<sup>2+</sup>が置換されず、その代わりにFe<sup>2+</sup>が発生し電荷補償となっていると考えられる。仕込み組成 $x = y = 1.0$ のM相の組成分析より、 $P_{\text{O}_2} = 10 \text{ atm}$ ではCo<sup>2+</sup>が $y = 0.8$ まで置換できることが分かった。

## 参考文献

- 1) K. Iida et al., J. Magn. Soc. Jpn. **23**, 1093 (1999)
- 2) T. Waki et al., Mater. Res. Bull. **104**, 87 (2018)



# MI 効果を用いたファイバ型磁気センサのピーク分離能評価

竹中一馬、野口直記

(横河電機株式会社 マーケティング本部 イノベーションセンター 研究開発部)

## Peak Resolution using Magnetic Fiber Sensing by Magneto-Impedance Effect

Kazuma Takenaka, Naoki Noguchi  
(Yokogawa Electric Corporation)

### はじめに

MI (Magneto-Impedance) 効果と TDR (Time Domain Reflectometry) を利用して、センサケーブルに加わる磁場の位置と強度を同時に検出するファイバ型磁気センサについて提案した<sup>1)</sup>。本技術は非破壊検査において欠陥のマルチポイントモニタリングが可能であり、従来のシングルポイントでの検査と比べて大幅な検査効率の改善が期待される。センサケーブル上の複数のピーク信号の分離に際し、ピーク分解能は重要なパラメータである。本研究では、ファイバ型磁気センサのピーク分解能について検討した。

### 実験方法

Fig. 1 にファイバ型磁気センサの特性を評価する実験構成を示す。センサ部となる磁気同軸ケーブルは、内部導体として 78 パーマロイワイヤ ( $\phi 0.09$  mm) を用いた同軸構造である。磁気同軸ケーブルの軸方向に磁場を印加すると、MI 効果により特性インピーダンスの不整合領域が生じ、ステップ波の通過時に反射波が生じる。本研究では、急峻な磁場分布を持つ小型コイルにより磁場を印加し、立ち上がり時間の速い入力ステップ波 ( $t_r = 60$  ps) を用いて、反射波信号の立ち上がり・立ち下り時間からピーク分解能について評価した。

### 実験結果

Fig. 2 (a) に磁気同軸ケーブル ( $L = 100$  mm) に対して、小型コイル ( $L = 12$  mm) を 10 mm から 80 mm まで移動させて磁界を印加した際に、各反射波のピーク位置が変化する様子を示す。また Fig. 2 (b) に、各ピーク値により正規化し、同一のピーク位置にシフトした反射波と、小型コイルの磁界分布を示す。10 mm から 80 mm の位置の反射波はほぼ相似形となった。また反射波の立ち上がり時間 (230 ps) は入力ステップ波 (60 ps) と小型コイルの磁気分布 (145 ps) の合計と同程度となった。距離換算では、小型コイル (ピーク幅 34.5 mm) を用いた際のピーク分解能は 82 mm となった。

### 参考文献

- 1) K. Takenaka, "Magnetic Fiber Sensing by Magneto-Impedance Effect with Time-Domain-Reflectometry", Transducers 2019, Berlin, Germany, June 23-27, 2019

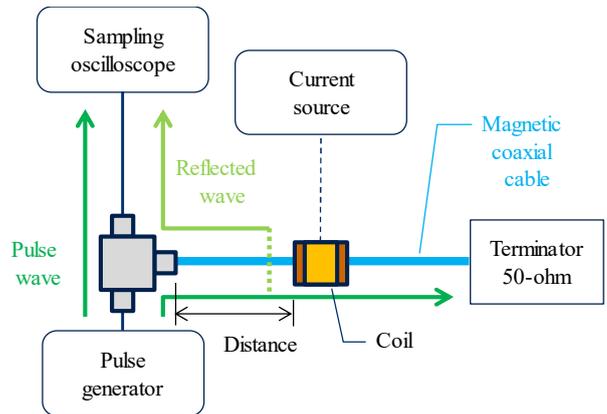


Fig. 1 Schematic view of magnetic fiber sensing.

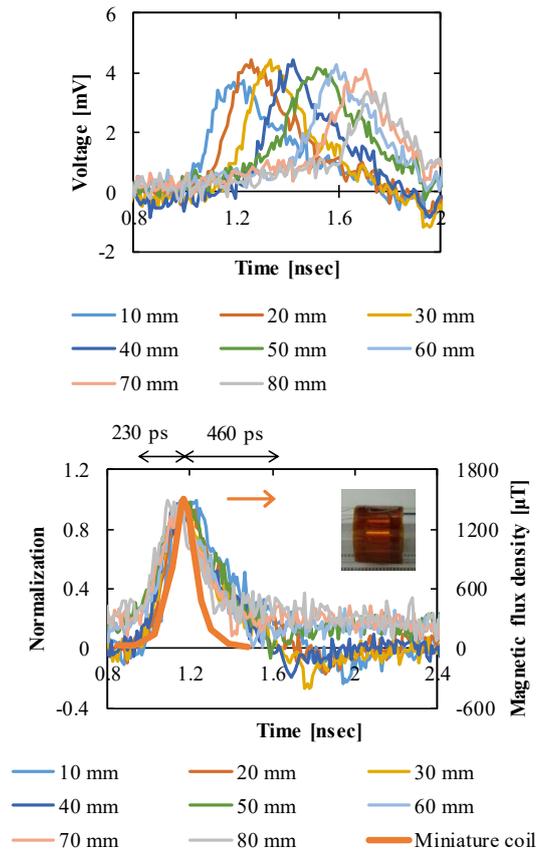


Fig. 2 (a) Reflected wave from characteristic impedance unmatching region. (b) Normalized and overlaid reflected wave at the position and the magnetic field distribution by a miniature coil.

# 偶関数 GMR と逆位相ブリッジを用いた超高感度磁界センサ

白鳥聡志, 喜々津哲, 東祥弘, 黒崎義成, 岩崎仁志  
(株) 東芝

High sensitive symmetric response MR sensor using antiphase AC modulation bridge

S. Shirotori, A. Kikitsu, Y. Higashi, Y. Kurosaki, H. Iwasaki  
(Toshiba Corp.)

## はじめに

超高感度磁界センサは、Li イオン電池の欠陥検査や生体磁気検出などの応用を目指して盛んに検討されている。IoT などの幅広い用途を想定すると、高密度実装や集積化が容易な磁気抵抗 (MR) 素子が有利であり、TMR センサで数 10 pT レベルの感度が報告されている<sup>1)</sup>。しかし、MR 素子は  $1/f$  ノイズの影響が大きいので、低周波域で高い感度を実現するのが課題である。 $1/f$  ノイズを低減する手法としては検出信号の交流変調が一般的であるが、微弱な検出信号に大きな変調信号が重畳するため、アンプの限られたダイナミックレンジではそれほど小さい信号は検出できない。そこで本研究では、偶関数特製を持つ GMR 素子を外部交流磁界で変調し、かつ逆位相の変調を組み合わせたフルブリッジを用いることで、変調信号の影響を除いて微弱な信号を検出できる新しい超高感度磁界センサを開発した。このコンセプトと動作検証実験の結果を報告する。

## コンセプト及び実験方法

Fig. 1 に磁界センサのコンセプトを示す。矩形に加工した GMR 素子で偶関数を実現し、上部に設置した AC 線から周波数  $f$  の交流変調磁界を印加する (a)。出力において、検出磁界 ( $H_m$ ) 成分は周波数  $f$ 、変調磁界成分 ( $H_{ac}$ ) は  $2f$  となるので (b)、周波数分離が可能になる<sup>2)</sup>。さらに、交流磁界の位相が逆の素子 (GMR-A/GMR-B) でフルブリッジを構成することで (c)、差動出力から変調磁界成分  $2f$  を除くことができる。

GMR 素子は、NiFeCr (7.0)/IrMn (7.0)/CoFe (2)/Ru (0.9)/CoFe (2)/Cu (3.4)/CoFe (3.0)/Cu (3.4)/CoFe (2.0)/Ru (0.9)/CoFe (2.0)/IrMn (7.0) (in nm) の Dual spin-valve 構成で作製した。GMR 素子形状は  $5 \mu\text{m} \times 1 \text{mm}$  で、 $\text{SiO}_2$  絶縁層を介して Au を積層して AC 線とした。MR 比は 5%、感度は  $0.06\%/Oe$  であった。30 kHz の交流磁界で変調し、ブリッジ電圧  $V_{dc}$  は 5 V、交流電圧  $V_{ac}$  は 0.1 V、2 V とした。

## 結果および検討

Fig. 2 に、地磁気を含む環境磁界が印加されている状態でのブリッジ出力の周波数スペクトルを示す。コンセプトどおりに  $2f$  成分 (60 kHz) が大きく減衰しているのがわかる。挿入図に  $f$ 、 $2f$  成分の外部磁界依存性を示す。 $f$  成分は非常に良い直線性を示す。 $V_{dc} = 12 \text{V}$ 、 $V_{ac} = 2 \text{V}$  の条件で  $0.08 \text{V}/Oe$  の検出感度が得られており、30 kHz 近傍のノイズレベルから sub-nT の感度が期待される。なお、 $V_{ac} = 2 \text{V}$  の場合、数 100 Hz あたりからノイズが増加し  $1/f$  ノイズからのずれが見られる。磁区形成の影響が想定されるが、詳細は今後解明していく予定である。

## 参考文献

- 1) K. Fujiwara et. al., *Appl. Phys. Express* **11**, 023001 (2018)
- 2) K. Tsukada et. al., *AIP Advances* **7**, 056670 (2017)

This work was supported by the Cabinet Office (CAO), Cross-ministerial Strategic Innovation Promotion Program (SIP), "Intelligent Processing Infrastructure of Cyber and Physical Systems" (funding agency: NEDO).

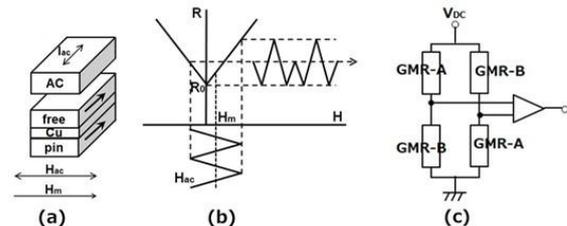


Fig. 1 Concept of high-sensitive magnetic sensor

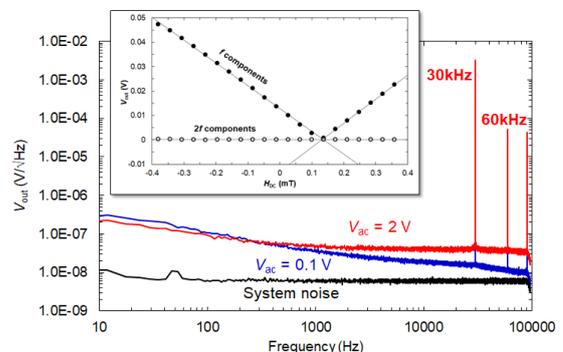


Fig. 2 Output signal spectrum and external field response of  $f$ - and  $2f$ -component

# リング干渉方式光プローブ電流センサの 広帯域ランダム振動試験による耐振性能評価

古屋 一輝<sup>1</sup>, 寺岡 佑恭<sup>1</sup>, 曾根原 誠<sup>1</sup>, 佐藤 敏郎<sup>1</sup>, 久保 俊哉<sup>2</sup>, 宮本 光教<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>信州大学, <sup>2</sup>シチズンファインデバイス)

Fundamental study on ring interferometric optical probe current sensor with high temperature stability  
K. Furuya<sup>1</sup>, Y. Teraoka<sup>1</sup>, M. Sonehara<sup>1</sup>, T. Sato<sup>1</sup>, T. Kubo<sup>2</sup>, M. Miyamoto<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>Shinshu University, <sup>2</sup>Citizen Finedevice Co.,Ltd.)

## はじめに

自動車や航空機などのモビリティの電動化が進んでおり、高出力のモータや高密度のバッテリー、小型・高効率な電力変換装置など開発は急務である<sup>1</sup>。加えて、モータのトルク測定やバッテリーの充放電測定、電力変換装置の電流測定など、大電流に対応しかつ高 S/N の電流センサの開発も必要不可欠である<sup>2</sup>。筆者らは、モビリティ用電流センサとしても期待されている Faraday 効果を用いた光プローブ電流センサの研究・開発を進めている。本稿では、光プローブ電流センサの耐振性について検討し JIS 規格で定められている航空機や宇宙船、地上車両などの使用環境下において生じるランダム振動に基づく広帯域ランダム振動試験 (JIS C 60068-2-64:2011, 環境試験方法 -電気・電子- 第 2-64 部) による本電流センサの耐振性能を評価した結果について述べる。

## 実験方法

Fig. 1 に Faraday 効果型光プローブ電流センサの光学系を示す。本電流センサは直線偏光を磁性膜に入射し、反射光を P 偏光と S 偏光に分光させ、これらの光強度差  $\Delta P$  [W] を電流値として換算する<sup>3</sup>。広帯域ランダム振動試験には、複合環境振動試験装置 (EMIC; F-16000BDH/LA16AW, VC-102DMAXS(32S)P3T, 長野県工業技術総合センター所有) を用いて、上下方向に振動する小型治具に、円筒状のセンサヘッド部を取り付け径方向と軸方向の耐振性能を評価した。

## 測定結果

Fig. 2 に本電流センサの(a)径方向および(b)軸方向の耐振性能評価結果を示す。縦軸はセンサ出力の最大変化量  $\Delta P_{\max}$  に対するランダム振動を加えた場合のセンサ出力  $\Delta P$  の比  $\Delta P/\Delta P_{\max}$  であり、横軸は経過時間 (1 h) である。理想的には  $\Delta P/\Delta P_{\max} = 0$  が望ましいが、約 5% の変化が見られた。これは Fig. 1 のセンサヘッドにおける 1/4 波長板の接着に不具合があったためなどが考えられ、耐振性に優れたセンサヘッドの設計を検討する。

**謝辞** 本研究は、JSPS 科研費 19H02152 および長野県航空機システム研究開発費補助金などの支援および助成を受けたもので、ここに深謝する。

## 参考文献

- 1) 田島 克文: 令和元年電気学会 A 部門大会, 3-F-a1-1, 2019.
- 2) M. Sonehara, et. al.: *IEEE Sensors 2009 Conference*, pp.1232-1237, 2009.
- 3) M. Miyamoto, et. al.: *IEEE Trans. Magn.*, **54**, 11, #2501205, 2018.

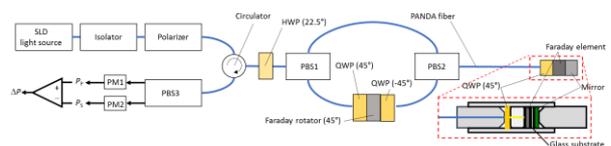
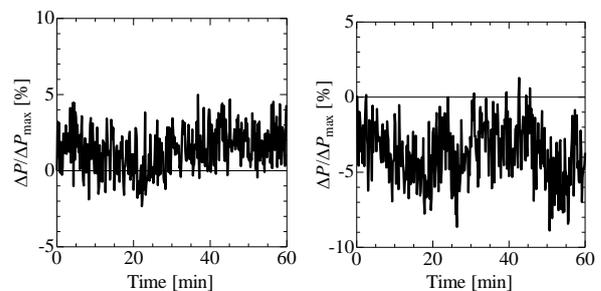


Fig. 1. Schematic view of ring interferometric type optical probe sensor system.



(a) Radial direction (b) Axial direction  
Fig. 2. Measurement results of relation between change ratio of sensor output  $\Delta P/\Delta P_{\max}$  and elapsed time in ring interferometric type optical probe current sensor by broadband random vibration test.

# フィゾー光干渉法による磁歪測定装置の作製

梅津勝平, 高橋豊, 稲葉信幸

(山形大学大学院理工学研究科)

Magnetostriction measurement system of magnetic thin films with Fizeau Interferometer

S.Umetsu, Y.Takahashi, and N.Inaba

(Yamagata Univ., Graduate School of Science and Engineering)

## はじめに

Fe-Ni系多結晶合金においてダンピング定数と磁歪 $\lambda$ の値に相関があることが報告<sup>1)</sup>されたり、振動発電デバイスやセンサー応用としてFe-Ga薄膜などの磁歪材料が注目されている。磁歪の結晶方位依存性を測定するためには単結晶薄膜試料を用いて測定を行う必要があるが、ヤング率の大きいMgO、GaAs基板上に作成した単結晶薄膜試料では磁歪による変位量が小さく従来の装置では測定が困難であった。このため、Fig.1に示すようなマイケルソン干渉計を用いた磁歪測定装置を製作し、数10nmの変位が測定可能であることを報告<sup>2)</sup>してきた。この装置では試料のたわみ量を参照光と測定光の位相差により生じる干渉縞の変位として観測する。本方式では、参照光と測定光の2つの光路が別であるため、どちらかに外乱が混入するだけで干渉縞が変化することとなり、これ以上の分解能の向上が困難であった。そこで、本研究では同軸型干渉計(フィゾー干渉計)に着目した高分解能の磁歪測定装置を製作したので報告する。

## 装置構成

Fig.2に示すように、フィゾー干渉計では検出器と試料を結ぶ光路にハーフミラーを置くことで参照光が測定光と同軸上を通過する。このため、外乱が位相に影響を与える光路がハーフミラーBと試料の間のみとなり、また、その光路長を90cmから30cmに短縮できた。磁歪の測定は、片持梁となるように固定した短冊状の試料が磁歪によりたわみ、ハーフミラーBと試料の距離が変化することで干渉縞の移動が生じることを用いている。干渉縞の検出は、デジタルカメラの撮像素子(CCD)上に直接結像する方法を用いた。本測定装置では、光源にHe-Neレーザー(波長 $\lambda = 633\text{ nm}$ )を使用した。得られた干渉縞画像から、干渉縞の周波数より高い周波数成分をフーリエ変換によるローパスフィルタを通過させることで除去した後、干渉縞の移動量からたわみ量を算出した。

## 実験結果

0.3 mm厚で短冊形状のGaAs(001)単結晶基板上にRFマグネトロンスパッタリング法を用いてエピタキシャル成長させた膜厚70 nmのFe(001)単結晶薄膜試料を準備した。試料の長辺方向をFe[110]とし、膜面内で[110]軸に対し平行方向([110]||)、および、垂直方向([110]⊥)に磁界を印加し、たわみ量の磁界依存性を測定した。Fig.3に[110]⊥方向で測定したたわみ量の磁界依存性を示す。平均のたわみ量は3.9 nmであり、そのたわみ量から文献3の換算式を用いて磁歪定数を算出すると、 $\lambda_{110\perp} = 22 \times 10^{-6}$ であった。垂直、平行方向のたわみ量と算出した $\lambda$ の値をまとめるとTable.1となる。Fe単結晶試料の $\lambda_{100}$ と $\lambda_{111}$ を $\lambda_{100} = 2(\lambda_{110\parallel} + \lambda_{110\perp})$ と $\lambda_{111} = \frac{2}{3}(\lambda_{110\parallel} - \lambda_{110\perp})$ の式を用いて算出すると、 $\lambda_{100} = 20 \times 10^{-6}$ 、 $\lambda_{111} = -23 \times 10^{-6}$ となり、bulkの磁歪定数に近い値が得られた。これによりnmオーダーのたわみ量を持つ試料の磁歪定数の測定が可能となった。

## 謝辞

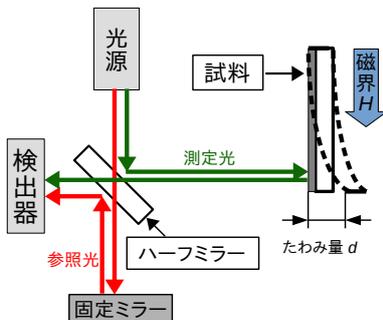
装置作製に協力いただいた、本学鈴木貴彦技術職員に感謝する。

## References

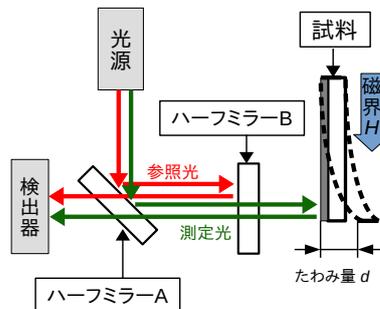
- 1) Y.Endo et al. *J.Appl. Phys.*, **109**, pp.07D336 (2011).
- 2) M.Sato et al. *T. Magn. Soc. Jpn.* (Special Issues), **3**, 39-42 (2019).
- 3) A.C.Tam et al. *IEEE Trans. Magn.*, **25**, NO.3 (1989).

**Table 1** Deflection and Magnetostriction of Fe sample

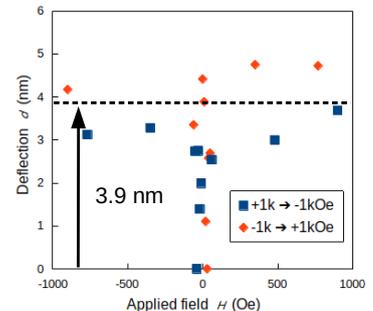
Direction	Deflection $d$ [nm]	Magnetostriction $\lambda$
[110]⊥	3.9	$22 \times 10^{-6}$
[110]	-4.5	$-12 \times 10^{-6}$



**Fig. 1** Schematic picture of measurement system with Michelson interferometer



**Fig. 2** Schematic picture of measurement system with Fizeau interferometer



**Fig. 3** Variation of deflection for the Fe sample in magnetic field applied parallel to Fe[110]⊥ direction

## 新規磁性薄帯用磁気ひずみ評価法の開発

遠藤 恭<sup>1</sup>, 島田 寛<sup>2</sup>, 森 修<sup>2</sup>, 佐藤 茂行<sup>2</sup>, 内海 良一<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 東北大、<sup>2</sup> (株)東栄科学産業)

Development of Measurement Technique for Magnetostriction of Magnetics Alloy Ribbons

Y. Endo<sup>1</sup>, Y. Shimada<sup>2</sup>, O. Mori<sup>2</sup>, S. Sato<sup>2</sup>, R. Utsumi<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> Tohoku Univ., <sup>2</sup> Toei Scientific Industrial Co.,Ltd)

**はじめに** 従来、容量変化法やひずみゲージといった評価法が、磁性合金薄帯の磁気ひずみ評価法として幅広く利用されている。これらの評価法は薄帯に電磁気的な変化を誘導して機械的な変化を引き起こし、物理的な変化を検出することによって磁気ひずみ定数を算出する簡便な方法である<sup>1)</sup>。その一方で、薄帯を何枚も重ねた試料の作製や試料サイズを大きくする必要があるなどの欠点も抱えている。そのため、従来の評価法とは異なる新たな磁気ひずみ評価法の構築が求められている。我々は、磁性合金薄帯に異なる応力を付与し、そのときのインダクタンスの外部磁界依存性（電磁気的な変化）をコイルにより検出することによって薄帯の磁気ひずみを評価することのできる新たな方法を提案した。本研究では、この新規磁性薄帯用磁気ひずみ評価法を用いて市販の Fe 系および Co 系アモルファス薄帯の磁気ひずみを評価した。

**実験方法** 本評価法では、幅 5~10 mm の細長い薄帯の中央部を検出コイル内部に挿入して薄帯の両端を治具で固定した状態で電磁石のギャップ部に設置する。固定した薄帯両端のうち的一端にロードセルを具備して薄帯の長手方向に荷重（応力）を付与する。このとき、薄帯内部の異方性磁界が変化する。したがって、薄帯に一定の応力 ( $\sigma_{//}$ ) を付与しながら薄帯幅方向に 0~400 mT の直流磁界 ( $H_{dc}$ ) を印加し、薄帯が挿入された検出コイルのインダクタンス ( $L$ ) を LCR メータにより測定する。得られたるインダクタンスの逆数 ( $1/(L-L_0)$ ) ( $L_0$ : 空心コイルのインダクタンス) と  $H_{dc}$  との関係を、さまざまな応力に対してまとめる。得られた結果をもとにして、同じ  $1/(L-L_0)$  値において、 $H_{dc}$  の応力の違いによる変化量 ( $\Delta H = H_{dc1} - H_{dc2}$ ) を導出して、 $\Delta H = 3\lambda_s(\sigma_{//1} - \sigma_{//2}) / M$  ( $M$ : 薄帯の磁化) (\*) にあてはめて薄帯の磁気ひずみ ( $\lambda_s$ ) を評価する。

**結果および考察** 図 1 は異なる応力を付与したときの Fe 系および Co 系アモルファス薄帯における  $1/(L-L_0)$  と  $H_{dc}$  の関係である。Fe 系アモルファス薄帯の場合には、応力の大きさに関係なく 50 mT 以上の  $H_{dc}$  では、いずれの  $1/(L-L_0)$  も直線的に増加した。また、応力の増加にともない、同じ  $1/(L-L_0)$  値に対して  $H_{dc}$  が増加した。このときの  $\Delta H$  と応力の変化量を、(\*)式にあてはめて Fe 系アモルファス薄帯の  $\lambda_s$  を算出した。その結果、 $\lambda_s$  値はおおよそ 27 ppm となった。また、Co 系アモルファス薄帯の場合には、応力の大きさに関係なく 60 mT 以上の  $H_{dc}$  では、いずれの  $1/(L-L_0)$  も直線的に増加した。また、応力の増加にともない、同じ  $1/(L-L_0)$  値に対して  $H_{dc}$  が減少した。このときのわずかな  $\Delta H$  と応力の変化量を、(\*)式にあてはめて Co 系アモルファス薄帯の  $\lambda_s$  を算出した。その結果、 $\lambda_s$  値はおおよそ -0.4 ppm となった。Fe 系および Co 系アモルファス薄帯の  $\lambda_s$  値はほぼ薄帯の公称値と一致した。なお、複数の試料による評価では、公称値よりわずかにずれる場合もあり、材料の機械特性の変化によるものと考えられる。

**謝辞** 本研究の一部は、東北大学 CSRN の支援のもので行われた。

**参考文献** 1) 荒井賢一, 津屋昇, 日本応用磁気学会 2, 5 (1978).

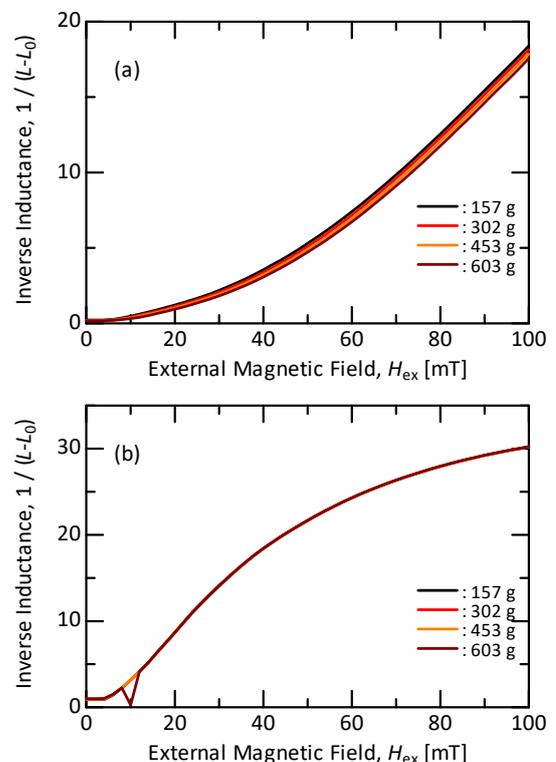


Fig.1 Relationship between inverse inductance and DC magnetic field for (a) an Fe-system and (b) a Co-system amorphous ribbons.

# 磁気 Kerr 効果を用いた 磁歪式トルクセンサの軸表面磁歪膜特性評価

石橋 和之<sup>\*1,2</sup>, 曾根原 誠<sup>2</sup>, 古平 健之<sup>1</sup>, 佐々木 貴広<sup>1</sup>, 佐藤 敏郎<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>多摩川精機株式会社, <sup>2</sup>信州大学)

Characterization of magnetostrictive film on shaft surface in magnetostrictive torque sensor using Kerr effect  
Kazuyuki Ishibashi<sup>\*1,2</sup>, Makoto Sonehara<sup>2</sup>, Takeyuki Kodaira<sup>1</sup>, Takahiro Sasaki<sup>1</sup>, Toshiro Sato<sup>2</sup>  
(<sup>1</sup>Tamagawa Seiki Co.,Ltd., <sup>2</sup>Shinshu University)

## はじめに

磁歪材料の特性評価は、磁気 Kerr 効果顕微鏡を用いた動的な磁区観察<sup>1)</sup>、あるいは磁気特性 (B-H カーブ など) の評価が挙げられる。一般的な磁区観察では平面の磁歪材料を観察するが、本研究の磁歪式トルクセンサ<sup>2)</sup>の場合、磁歪材料は円柱状の軸表面に成膜されるため、センサ特性の精確な評価には、曲面上でかつトルクが印加された状態の磁区観察が必要になる。本発表では、新たに開発した磁気 Kerr 効果顕微鏡を用いて軸表面の磁歪材料の動的な磁区観察手法および結果について述べる。

## 実験方法

Fig. 1 に磁気 Kerr 効果顕微鏡 (ネオアーク ; BH-753-TSC) の概要を示す。磁区観察中に磁界を土約 24 kA/m (±300 Oe) の範囲で印加でき、かつ軸にトルクを ±100 Nm まで印加できる。磁区観察用試料には、磁歪式トルクセンサで使用することを検討している箔帯状の磁歪試料 (Fe-Si-B 系アモルファス金属リボン材, 日立金属 ; Metaglas®2605SA1, 厚さ 25 μm) を用いて、φ40 mm のステンレス軸材に貼付けたものを使用した。磁区観察および磁区像のコントラスト比による磁化曲線を印加トルク毎に確認した。

## 実験結果と考察

Fig. 2 にトルクを軸に印加した状態での動的な磁区像のコントラスト比より見積った磁化曲線を示す。同図より、トルクの印加方向 (引張方向) と磁界方向が一致する -50 Nm 印加時の磁化曲線の傾きが急峻に高くなり、これは透磁率の増加を示す。また逆に 50 Nm 時には傾きは緩やかになる結果が得られた。これはトルクセンサの動作と合致する。したがって、本手法を用いてトルクセンサに適した磁歪材料を材料段階で評価することに期待できる。

**謝辞** この成果は、国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の助成事業の助成を受けたものである。

## 参考文献

- 1) H. J. Williams, F. G. Foster and E.A. Wood: "Observation of Magnetic Domains by the Kerr Effect", *Phys. Rev.*, **82**, pp.119-120 (1951)
- 2) 水野 正, 小島 勝洋: 「磁歪式トルクセンサの開発」, *電気製鋼*, **62**, 3, pp.167-174 (1991)

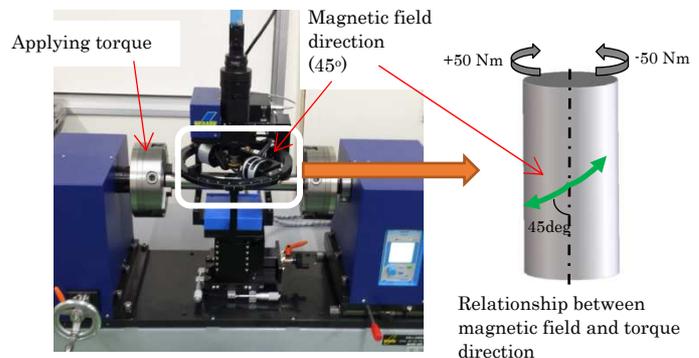


Fig. 1 External photograph of magnetic Kerr effect microscope

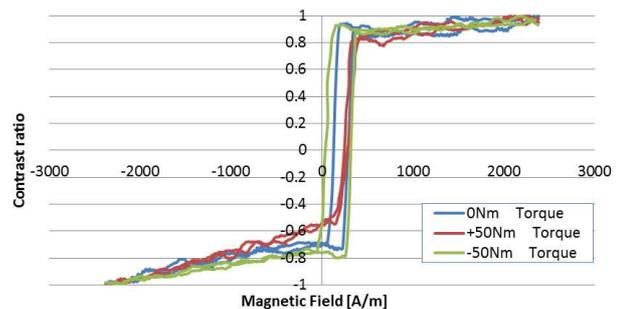


Fig.2 Magnetization curve estimated from the contrast ratio

# CMA-ES による永久磁石式磁場源の回転パターン最適化

佐久間洋志  
(宇都宮大)

Optimization of Rotation Patterns of Magnetic Field Source with Six Magnets using Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy

H. Sakuma  
(Utsunomiya Univ.)

## はじめに

円柱型の永久磁石を用いたローラー型永久磁石式磁場源による、1 方向磁場<sup>1,2)</sup>およびベクトル磁場<sup>3)</sup>の発生が報告されている。この磁場源において、最大磁場を発生する永久磁石の角度は Halbach シリンダーに対応する角度であり、磁場の均一性に優れる。一方、プラスの最大からマイナスの最大まで連続的に中間的な磁場を発生するための磁石角度は自明ではない。本研究では、進化的計算の一種である Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy (CMA-ES)を用いた磁石回転パターンの最適化について報告する。

## 構造と計算方法

径方向に着磁した 6 本の円柱型ネオジウム磁石を正六角形の各頂点に配置したローラー型磁場源を考える。磁石の直径は 25 mm, 磁石中心間の距離は 31 mm, 磁石の磁束密度は 1.29 T とした。目的関数を、 $f = |B_x - B_x^t| + |B_y - B_y^t| + 3B_{std}$  と設定した。ここで、 $B_x, B_y$  は中心における磁束密度の  $x, y$  成分、 $B_x^t, B_y^t$  はその目標値であり、 $B_{std}$  は中心付近の  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  の領域における磁束密度の大きさの標準偏差である。ある磁石角度の組み合わせにおける  $B_x, B_y, B_{std}$  を 2 次元有限要素法により求め、 $f$  が最も小さくなるように 834 世代の最適化を行った。CMA-ES のアルゴリズムは文献 4 を基にした。

## 計算結果

Fig. 1 (a) に、 $B_x^t = B_y^t = 0$  とし、独立に 10 回の最適化を行った結果を示す ( $f$  の順に並べてある)。青い矢印は各磁石の角度を示している。これらの結果は 3 つのグループに分けられる。すなわち、放射状のパターン、平行に近いパターン、向かい合う磁石が反対を向くパターンである。 $f$  が最も小さくなるのは放射状のパターンであり、Fig. 1 (b) に示すような無数の角度があり得ると考えられる。発表では、中間的な強度の磁場を生じる磁石角度についても報告する予定である。

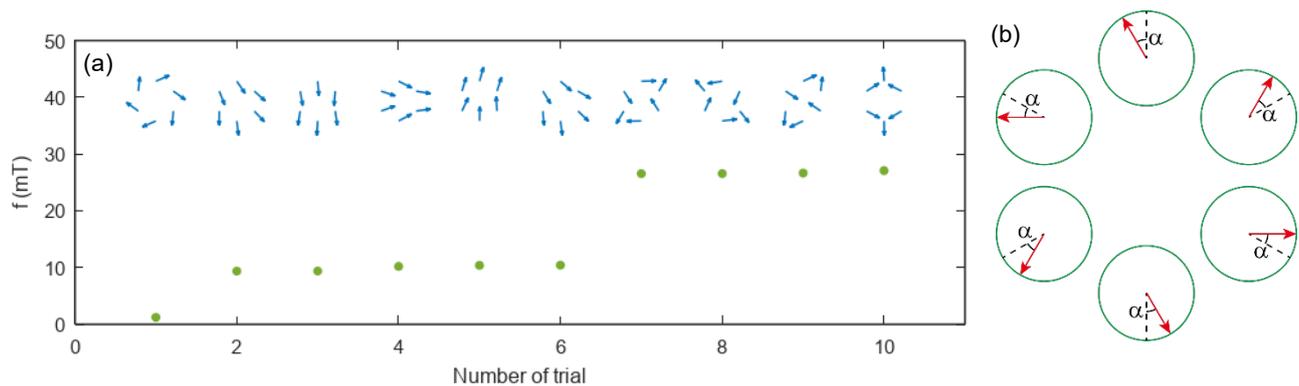


Fig. 1 (a) Results of 10 trials of optimization for  $B_x^t = B_y^t = 0$ . (b) Magnetization direction of magnets for the lowest  $f$ .

## 参考文献

- 1) R. Bjørk *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 3664 (2010)
- 2) 佐久間洋志, 日本磁気学会論文特集号 **3**, 43 (2019)
- 3) H. Sakuma, *J. Magn. Soc. Jpn.* **44**, 21 (2020)
- 4) N. Hansen, arXiv: 1604.00772 (2016)

## 小型電流センサ用磁気シールドの設計

寺尾美菜子、小河晃太郎、野口直記、竹中一馬  
(横河電機株式会社マーケティング本部イノベーションセンター研究開発部)

Design of magnetic shield case for small sized AC/DC current sensor by electromagnetic simulation  
Minako Terao, Koutarou Ogawa, Naoki Noguchi, Kazuma Takenaka  
(Yokogawa Electric Corporation)

### はじめに

ハイブリッド自動車や電気自動車の開発において、快適性向上を目指した車内空間の確保や燃費向上のため、駆動部は軽量化、小型集積化が進められ、性能評価に必要な電流センサを配置する空間の確保が難しくなっている。その一方で、燃費向上のためには、モジュール単体だけでなく組み上げた状態での詳細な評価が必要であり、狭い空間でも配置できる小型で直流から大電流が測れる電流センサへのニーズが高まっている。

狭い空間に配置できる既存の電流センサに Rogowski センサ<sup>1)</sup>があるが、原理的に直流電流は測定できない。直流電流を測定できる電流センサは、信号磁場収集および雑音磁場除去のために磁気コアを使用しており、コアが測定電流に比して大きくなるため狭い空間への配置ができない<sup>2)</sup>。

本研究では、狭い空間でも 1000Arms 程度の大電流を直流から測定可能な小型電流センサの開発を目的とする。小型化のため磁気コアレスとし、外部磁場の影響を除くため小型磁気シールド内に磁気センサを配置する構造を採用した。大電流の測定ニーズが多く、隣接電流による雑音磁場が大きい三相交流を想定し、電流センサの磁気シールドとして必要と考える S/N 比 100 程度を確保した小型磁気シールドをシミュレーションにより設計した。実際に作製して内部の磁束密度を測定し、S/N 比 100 近くを確保出来たことを報告する。

### 設計

ANSYS Electronics Desktop の静電磁場ソルバ Maxwell を用い、S/N 比 100 程度を確保でき、なるべく小さい形状を検討した (Fig.1)。①信号：電流 100A による磁場、②雑音：隣接電流が測定電流と同程度の場合に生じる磁場として x, y, z 方向に各 1mT の均一磁場、を設定し計算結果から S/N 比を算出した。シールドがあることで磁束密度分布は歪むが、シールドの中心軸 (y 軸) 上は信号の磁束密度ベクトルが歪まず ( $B_x, 0, 0$ ) となり、最も効率よく信号を測定できることから、磁気素子は y 軸上に配置することとした。シールド形状と素子の y 軸上の位置の調整により、雑音方向によらず S/N 比 100 程度を確保できる小型磁気シールドが設計できた。

### 実測結果

設計した小型磁気シールドを 78 パーマロイで作製し、内部に磁気素子 (AKM : EQ430L) の感磁軸が x 軸と一致するよう配置し、①信号：電流による磁場、②雑音：Helmholtz coil による x, y, z 方向それぞれの均一磁場、を印加して磁束密度を測定した。測定結果から、信号 100A と雑音 1mT での S/N 比をそれぞれ算出し、全方向の雑音に対して S/N 比 100 程度を確保した小型磁気シールドが作製できることが示された。

### 参考文献

- 1) <https://cdn.tmi.yokogawa.com/BU7019-30.jp.pdf> (As of Sept. 25, 2020).
- 2) W.F. Ray and R.M. Davis: EPE Journal, 3, 51(1993).

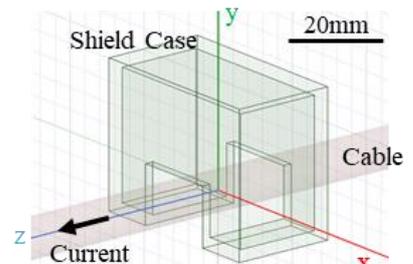


Fig.1 Simulation Model

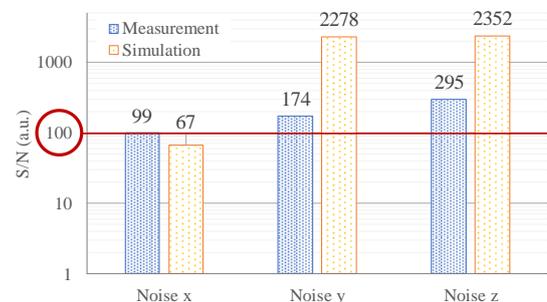


Fig.2 Comparison of simulation and measurement results

## 多種多様な自動車の磁気ノイズの特性評価

齊藤大介、林実、王璣、堺健司、紀和利彦、塚田啓二  
(岡山大学)

Magnetic noise characteristics of a wide variety of automobiles  
T.Saito, M.Hayashi, K.Sakai, T.Kiwa, K.Tsukada  
(Okayama Univ.)

### はじめに

現在、磁気計測技術は幅広い分野で活用されており、屋外で使用される場合も多い。このような場合、環境磁気雑音が測定に与える影響を考慮する必要がある。環境雑音の発生原因の1つとして交通機関が考えられる。そこで、代表的な外部磁場発生要因の一つである自動車が発生する磁気ノイズに着目した。前回の研究では、自動車自体が自発磁化して磁気を発していることが分かった。今回は1種類だけでなく複数の種類の自動車を用意して自動車から発生する磁気ノイズの特性を調査したので報告する。

### 実験方法

自動車から発せられる磁気ノイズを観測するために、高感度な磁気センサであるAMR (Anisotropic Magneto Resistive) センサを用いた。大きさや形状が異なる4種類の自動車(大型セダン、軽トラック、ミニバン、中型セダン)を用意し、その周りの磁場を測定した。また実際の道路に磁気センサを配置し、多種多様な自動車の磁気ノイズを測定した。

### 実験結果

Fig.1に、4種類の自動車の周りの磁気ベクトルの様子を示す。Fig.1より、磁場が自動車に入る部分と自動車から出る部分が存在する様子が確認できる。Fig.1の左上図(大型セダン)では自動車の左後輪から右前輪に向かって磁気が流れる様子が確認できる。その他の3つの図でも、それぞれ異なる方向に向かって流れる磁気の様子が確認できる。この結果より、自動車の磁化の方向は一定ではなく、個々の自動車によって異なることが分かった。また各車から発生する磁場強度は、個々の自動車により異なり、車体の大きさとも無関係であることが分かった。

Fig.2に、実際の道路で走行する自動車の磁気ノイズを観測した結果を示す。グラフ上のX、Y、Zはセンサの3軸を表しており、X軸は南向きに、Y軸は東向きに、Z軸は鉛直上向きと一致する。

Fig.2.(a)は、普通自動車と中型トラックを観測した結果である。普通自動車に比べてトラックの磁気ノイズが非常に大きいことが分かる。トラックは積み荷を積んでいる場合もあり、それらが影響を及ぼしている可能性が考えられる。Fig.2.(b)は、大型バスを観測した結果であり、X、Y成分の信号のピークが2つに分かれていることが分かる。バスのエンジンは車体の後方に設置されるのが一般的であり、運転席側とエンジン側とで2つの磁場発生源が存在したことが原因として考えられる。以上の結果より、自動車から発生する磁気ノイズの大きさは数 $\mu\text{T}$ ~数十 $\mu\text{T}$ であり、自動車の速度が40 km/h程度以下において、自動車からの磁気ノイズの周波数帯域は3 Hz程度以下であることがわかった。

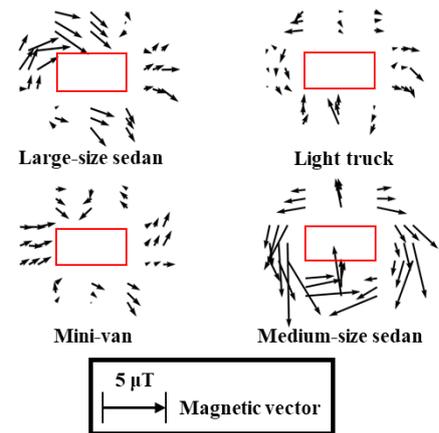


Fig.1 Magnetic field vector around the 4 automobiles

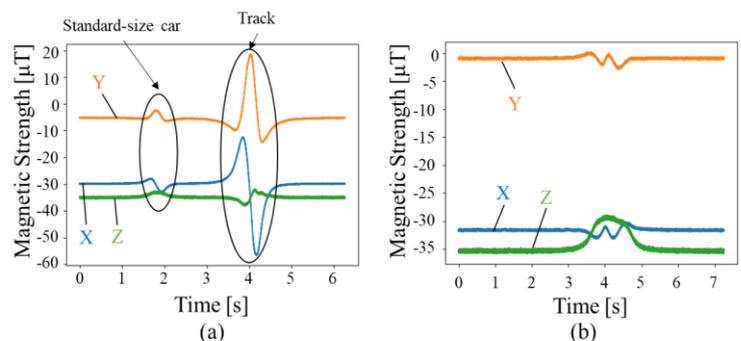


Fig.2 Magnetic noise of (a)one standard-size car and one track and (b)one bus

# 金属/磁性多層膜による広帯域 direct-on-chip EMI シールド膜

喜々津哲、黒崎義成、岩崎仁志、白鳥聡志、藤田篤史\*、西垣寿\*、松中繁樹\*  
((株)東芝、\*芝浦メカトロニクス(株))

Wide Band Direct On-chip EMI Shielding Layer with Metallic/Magnetic Multilayer  
A. Kikitsu, Y. Kurosaki, H. Iwasaki, S. Shirotori, A. Fujita, H. Nishigaki, S. Matsunaka  
(Toshiba Corp., \*Shibaura Mechatronics Corp.)

## はじめに

半導体素子が高密度に実装された高機能モバイル機器等における電磁波干渉(EMI)の対策として、素子のモールド上に導電率の高い Cu など直接成膜する direct-on-chip EMI シールド膜が検討されている<sup>1)</sup>。近年、磁性層と金属層の界面での電磁波の多重反射を利用した、磁性層/Cu の積層膜シールドが提案され<sup>2)</sup>、Cu 層単層より高いシールド性能が期待されることが示された<sup>2)</sup>。しかしながらこの原理の実験的な実証は進んでおらず、Cu 単層膜に対する得失はあまり明らかになっていない。そこで本研究では、Ta/ NiFeCuMo 積層軟磁性層を用いた多層シールド膜を検討した。その結果、総厚 1 $\mu$ m で Cu 3 $\mu$ m を凌駕するシールド性能が得られ、また、1 MHz 以下の領域でも大きなシールド効果が得られる積層構成も見出したので報告する。

## 実験方法

多層膜サンプルは、芝浦メカトロニクス製スパッタ装置 CCS-1300 を用いてガラス基板上に成膜した。磁性層には Ni<sub>77</sub>Fe<sub>14</sub>Cu<sub>5</sub>Mo<sub>4</sub> (at.%) ターゲットを用いた。シールド性能は過去の文献<sup>2)</sup>と同様の手法を用い、磁性層の困難軸方向の電磁波に対して測定した。シールド効果 MSE(dB)を  $-20\log(\text{透過パワー}/\text{投入パワー})$  で定義し、ネットワークアナライザを用いて周波数依存性を調べた。

## 結果および検討

Fig.1 に Cu (400 nm)/[Ta (5 nm)/NiFeCuMo (50 nm)]<sub>4</sub>/Cu (400 nm) のシールド特性を示す。300-500 MHz の帯域において 3 $\mu$ m 厚の Cu よりも大きなシールド効果が得られた。Ta ブレーク層により NiFeCuMo 層の結晶粒が微細化して低保磁力化し、多層膜効果を有効に利用できたためであると思われる。ピーク周波数は FMR 周波数近傍である。

Fig.2 に、総厚 2 $\mu$ m の [Cu(100nm)/NiFeCuMo(100nm)]<sub>10</sub> のシールド特性を示す。広い帯域において Cu 3 $\mu$ m よりもシールド性能が高く、特に 50 MHz 近傍でその効果が顕著である。各層は 100nm 程度と薄いため多重反射のメカニズムはあまり効かず、磁壁共鳴<sup>3)</sup>に関係した別のメカニズムの作用が考えられる。この数 10 MHz の周波数帯は、近年注目を集めている無線給電による EMI の領域であり、本研究の多層膜は GHz からこの帯域までの広い領域に対して有効な手法である。

## 参考文献

- 1) M. Yamaguchi, et al.: *IEEE Trans. Magn.*, **46**, 2450 (2010)
- 2) K. Yamada et al.: 2011 IEEE International Symposium on EMC, p.432
- 3) S. Chikazumi: *Physics of Magnetism*, Wiley, New York (1995)

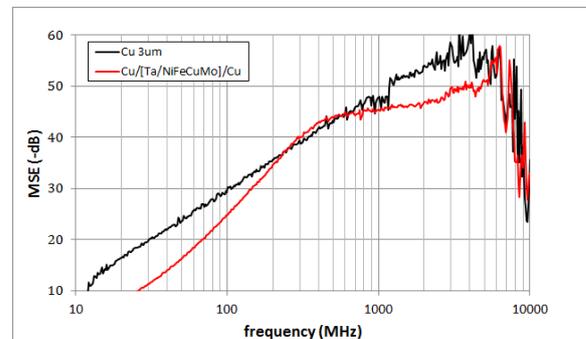


Fig.1 Shield effect of Cu (400)/[Ta (5) /NiFeCuMo (50)]<sub>4</sub>/Cu (400) multilayer

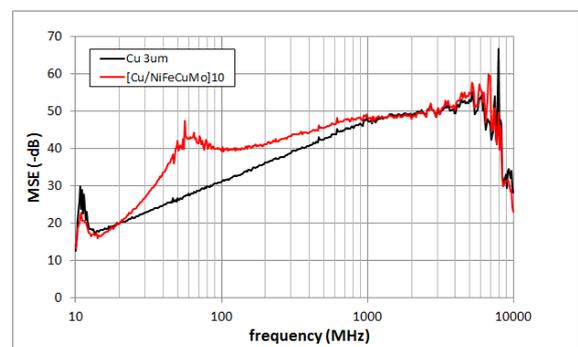


Fig.2 Shield effect of [Cu (100)/NiFeCuMo (100)]<sub>10</sub> multilayer

# 磁性膜を配置した MSL の磁気回路解析によるインダクタンス推定

三上 貴大、室賀 翔、田中 元志  
(秋田大学大学院理工学研究科)

Inductance estimation of MSL with magnetic film using magnetic circuit analysis

Takahiro MIKAMI, Sho MURUGA, Motoshi TANAKA  
(Graduate School of Engineering Science, Akita University)

## 1. はじめに

磁性体を用いた電磁ノイズ抑制体 (NSS) を、電子機器に実装するための設計指針の確立が求められている。筆者らは、NSS を配置したマイクロストリップ線路 (MSL) について、その断面を磁気回路解析し、等価電気回路を推定する方法を提案した<sup>1,2)</sup>。しかし、磁気回路の構築のためには、MSL 断面の磁束密度分布を電磁界シミュレーションにより算出する必要があった。そこで、NSS の例として Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL を対象とし、断面の磁束密度分布を解析的に導出して、そのインダクタンスを推定する手法を検討した。

## 2. 特性長の解析的導出

解析対象<sup>2)</sup>は、比誘電率 9.8 のアルミナ基板上に試作した平行 2 導体 MSL とした。2 本の MSL は、それぞれ線路長 10 mm、幅 95  $\mu\text{m}$  であり、線路間の距離は 50  $\mu\text{m}$  である。1 本の MSL をネットワークアナライザを接続して伝送特性を測定し、他方の両端は 50  $\Omega$  の抵抗で終端させた。Co-Zr-Nb 膜は、低周波で透磁率約 700、材料固有の強磁性共鳴 (FMR) 周波数約 1 GHz、抵抗率 120  $\mu\Omega\text{cm}$  である。

図 1 に Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL の磁束経路を示す<sup>2)</sup>。 $\varphi_0$  は全磁束、 $\varphi_m$  は磁性体内を流れる磁束を表す。また、 $w_m$  は、磁性膜内の磁束密度の値が、信号線端部直上の磁性膜内の磁束密度の値の約 37% ( $=1/e$ ,  $e$  はネイピア数) 以上である範囲を示し、磁気回路構築に必要である。Co-Zr-Nb 膜内の磁束密度に関する微分方程式<sup>3,4)</sup>より、解析的に  $w_m$  を算出した。

$$w_m = \sqrt{\frac{g}{1/\mu_{r1}h + a/\mu_r t}} \quad (1)$$

ただし、 $\mu_{r1}$  は真空中の比透磁率、 $\mu_r$  は Co-Zr-Nb 膜の比透磁率、 $g$  は誘電体と磁性体の距離 ( $g = t_s + t_d$ )、 $a = \varphi_m/\varphi_0$  である。この磁気回路を図 2 のように示せば、 $a$  は (2) 式で表せる。

$$a = \frac{\varphi_m}{\varphi_0} = \frac{R_a R_d}{R_a R_d + R_a R_m + R_d R_m} \quad (2)$$

ここで、 $R_a$  は  $w_m$  の関数である。(2) 式を (1) 式に代入して、 $w_m$  を導出した。導出した  $w_m$  は、電磁界解析で求めた値とおおよそ一致した。

## 3. インダクタンスの推定

磁気回路解析より推定したインダクタンスを実験値と比較して図 3 に示す。推定値は実験値とおおよそ一致し、2.7 GHz 付近の実効的な FMR 周波数で低下し、極小となった後に徐々に一定値に漸近した。これは、透磁率の実部の影響と考えられる。一方、実験値は 6 GHz 付近から低下し、負の値を示すが、これは波長共振による影響と考えられる。

## 4. おわりに

Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL のインダクタンスを解析的に推定可能であることを示した。今後、設計指針の構築を検討する。

謝辞 本研究の一部は、科研費 20K04497、村田学術振興財団、東北大学電気通信研究所共同プロジェクト研究の助成を受けた。

参考文献 1) S. Muroga, *IEEE Trans. Magn.*, 54(6), #8002704, 2017. 2) 三上他, 信学技報, EMCJ2019-28, 2019.  
3) R. Jones, *IEEE Trans. Magn.*, 14(5), p.509, 1978. 4) J. Ma et al., *IEEE Trans. Magn.*, 54(6), #2800404, 2018.

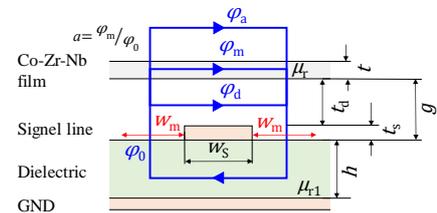


図 1 MSL 断面の磁束経路

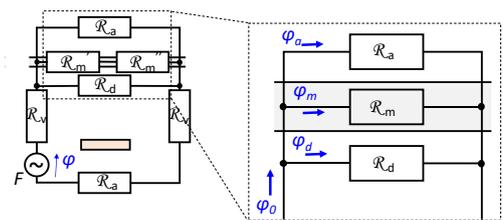


図 2 MSL 断面の磁気回路

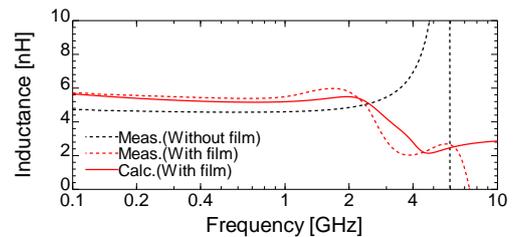


図 3 インダクタンスの推定

## 逆磁歪効果型歪センサの高周波振動特性測定装置の構築

高野凌、栢修一郎、石山和志 (東北大学)、星貴之 (ピクシーダストテクノロジーズ)

Construction of high frequency vibration characteristics measurement  
system of inverse magnetostrictive effect type strain sensor

R. Takano, S. Hashi, K. Ishiyama (Tohoku Univ.), T. Hoshi (Pixie Dust Technologies)

### はじめに

これまで我々は、振動センサとして磁歪膜と導体膜の積層構造からなる逆磁歪効果を用いた歪センサを応用する研究を行ってきた。先行研究においては2kHzまでの振動周波数を検知できるセンサとしての特性を測定したり。しかし、我々のセンサは検出回路のキャリア周波数が高く、さらに薄膜であり渦電流損が小さいことから、更に高い振動周波数帯域でも特性を損なわず数 ppm オーダーの歪を検出することが可能だと推測される。これは、応答性の良好なセンサが実現できることを意味し、繊細かつ高速で稼働する産業用機械などの制御への応用が期待される。そこで、100kHz程度までの振動検知特性を評価する装置の構築に取り組んだ。本稿では、振動源として20kHz近傍を共振周波数とするランジュバン型振動子を用いた装置について検討結果を述べる。装置は、歪センサを張り付けたカンチレバーの先端を振動子によって強制振動させる手法になっている。先行研究ではカンチレバーを自由振動させたためカンチレバーの機械的共振周波数以上での計測が困難であった。また、圧電素子を用いた方式では周波数をある程度高くすることは出来たが一軸ひずみの印加に難点があった。しかし本稿で示すようにカンチレバーの先端を振動子で振動させる手法であれば20kHz程度の周波数の歪を一軸方向に印加することが可能である。

### 実験方法

Fig. 1 に振動印加装置の模式図を示す。振動子を固定治具によって一定の高さに保持している。振動子にファンクションジェネレータとパワーアンプを用いて交流電圧を与えることで固定部分に対して上面が振動(変位)する。センサは接着剤でカンチレバー型振動板(Metal plate)に接着されており、振動板の自由端は振動子に接着されている。これによりセンサは振動子により作り出される振動板の歪みを計測できる。

### 実験結果及び考察

レーザー変位計を用いて測定した振動子単体の振動特性を Fig. 2 に示す。振動子の共振周波数近傍においてスペック通りの振幅( $30\mu\text{m}_{p-p}$ )が得られた。しかし、Fig. 1 のように振動板を接着すると振幅は $7\mu\text{m}_{p-p}$ 程に低下することが確認された。用いた振動板は厚さ 1mm のステンレス板であり、それが負荷

となったことが考えられるが詳細は不明である。しかし、先行研究によって求められているセンサの感度から試算するとセンサ特性評価のために十分な振動振幅が得られており、20kHz 近傍でのセンサ特性が評価可能な装置が構築できたとと言える。この装置を用いたセンサ特性評価結果については、学術講演会で報告する。

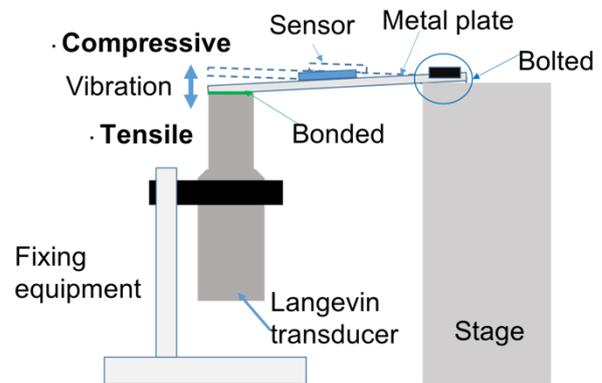


Fig. 1 Design of vibration testing equipment.

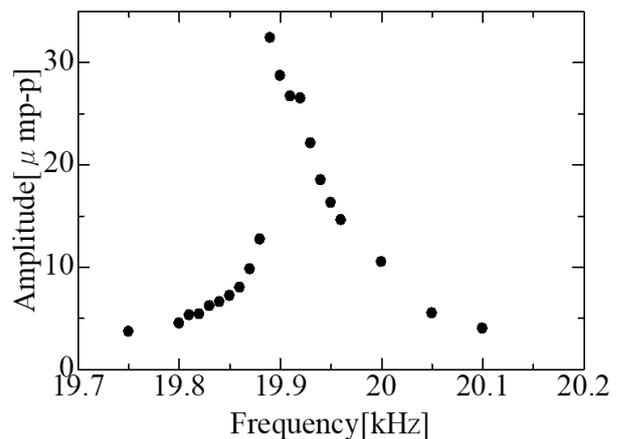


Fig. 2 Amplitude of langevin transducer.

### 参考文献

- 1) 曾良, 栢, 石山, 日本磁気学会論文特集号, 4, 41 (2020).

# マイクロストリップ線路型プローブによる 透磁率・誘電率の同時測定

能澤昂平, 高橋翔平, 沖田和彦, トンタットロイ, 藪上信, 佐藤光晴, 杉本諭  
(東北大学)

Simultaneous Measurement of Permeability and Permittivity Using a Microstrip Line-Type Probe  
K. Nozawa, S. Takahashi, K. Okita, L. Tonthat, S. Yabukami, M. Sato, S. Sugimoto  
(Tohoku University)

## はじめに

昨今の高周波材料の応用に際し、高周波における誘電率及び透磁率を測定することは重要である。著者らはフレキシブルマイクロストリップ線路型(MSL)プローブを開発し、透磁率計測方法を報告した<sup>1)</sup>。本稿では同プローブを用いた透磁率と誘電率の同時測定方法を提案する。

## 計測方法

Fig. 1に測定系の概要図を示す。サンプルをMSLに近接してヘルムホルツコイル内に配置する。誘電率が磁界強度に依存しないことを仮定し、強磁界(2 T)中でキャリブレーションして磁界を減じて測定することで、透磁率の寄与分のみ反映された透過係数 $S_{21}$ を得る。次にサンプルを取り除いて測定することで誘電率の寄与分を含む $S_{21}$ を得る。透磁率が強磁界中で低下することから、強磁界中の測定との差分を取ることで誘電率の寄与分のみ含む $S_{21}$ を得る。

伝送線路の等価回路を用いて $S_{21}$ をそれぞれインピーダンス $Z=2Z_0(1-S_{21})/S_{21}$ 及びアドミタンス $Y=2/Z_0(1-S_{21})/S_{21}$ に換算する。有限要素法を用いてインダクタンス $L=-jZ/\omega$ と比透磁率 $\mu_r'$ 及びキャパシタンス $C=-jY/\omega$ と比誘電率 $\epsilon_r'$ の関係を計算し、これを用いて $\mu_r$ と $\epsilon_r$ を求める。なお透磁率の算出部分は既報<sup>1)</sup>と同様である。

## 計測結果

測定対象はFe+Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>(50 vol%)-epoxyからなる混合粉末樹脂複合シート<sup>2)</sup>とした。Fig. 2, 3に透磁率及び誘電率の測定結果を示した。透磁率は二つの共鳴が確認でき、異なる層の損失が反映されていると考えられる。また高周波部分で $\mu_r'$ が負の値を取るのは、キャリブレーション時の信号が反転している為である。誘電率は透磁率との分離が出来ており、同時測定が可能であることを示唆する結果となった。

## 謝辞

本研究の一部はビジネス・インキュベーション・プログラムの研究成果である。本研究の一部は総務省電波資源拡大のための研究開発及び異システム間

の周波数共用技術の高度化に関する研究開発「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」の成果である。

## 参考文献

- 1) S. Yabukami et al., *IEEE Trans. Mag.*, vol. 56 (2020).
- 2) M. Sato et al., *Autumn Meeting of the Japan Society of Powder and Powder Metallurgy*, 1-49A(V) (2020).

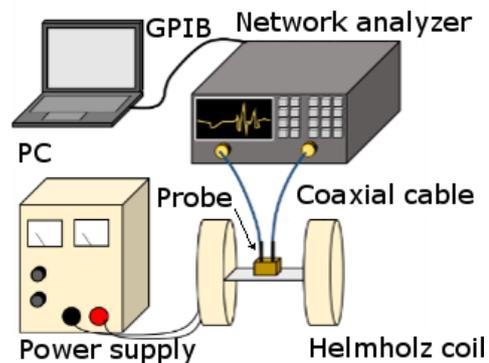


Fig. 1 Schematic of measurement system.

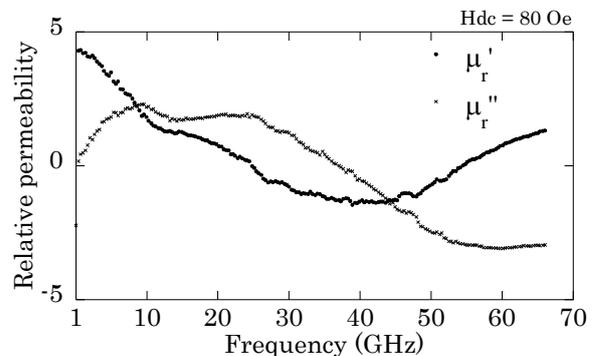


Fig. 2 Relative permeability of Fe+Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-epoxy.

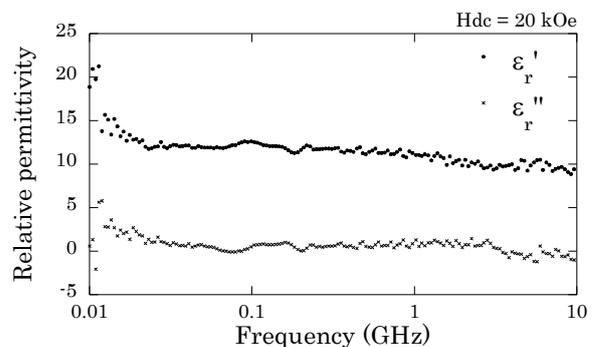


Fig. 3 Relative permittivity of Fe+Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-epoxy.

## 数 MHz の高周波磁場中での全磁化過程測定

Baptiste Vallet-Simond, 吉田宏一、萬年智介、磯部高範、○柳原英人  
(筑波大学)

Full ac-hysteresis measurements in high frequency magnetic field of several MHz

Baptiste Vallet-Simond, Koichi Yoshida, Tomoyuki Mannen, Takanori Isobe, and Hideto Yanagihara  
(Univ. of Tsukuba)

### はじめに

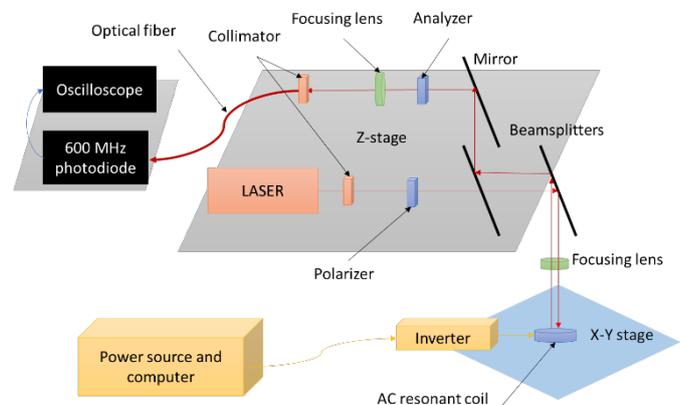
新たな半導体材料の登場によって、パワー半導体がより高い周波数で動作するようになってきている。これに伴いコンデンサやインダクタといった受動素子もより高い周波数において低損失で動作することが要請される。通常インダクタのコア材料の磁気特性評価には、BH ループトレーサやネットワークアナライザが用いられるが、数 MHz から数十 MHz の周波数領域において試験体を飽和させるのに十分なほど励磁することは難しく、全磁化過程を測定、評価することは容易ではない。そこで、この周波数領域において軟磁性体を飽和させるのに十分な磁場を発生しうる電磁石を開発<sup>1)</sup>し、磁気光学効果 (MOKE) によって全磁化過程の測定を試みた。

### 磁場発生装置

電磁石は、多段の LC 直列回路により構成されたソレノイドコイルを 16 層プリント基板上に作製したものをを用いた。この LC 直列共振回路をインバータによって駆動することで高周波磁場を発生させた。LC 共振回路であるため、コンデンサの容量を変えることで共振周波数を変えることができる。今回は 1 MHz と 5 MHz の共振周波数を選択し、これに最大 32 A の電流を流すことで 0.23 T の磁束密度をソレノイドコイルの中心付近で発生させた。尚ソレノイドコイルの直径および長さはどちらも 2.0 mm である。

### 磁化過程測定 (MOKE 測定)

交流磁場下における磁化過程を測定するために、MOKE 効果が大きくかつ膜面垂直方向に磁化させやすい磁性体として、有機金属熱分解法によって GGG(001)上に成長させた厚さ約 450 nm の  $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  薄膜 (オフダイアゴナル社製) を試料とした。MOKE 測定のセットアップを右図に示す。高周波磁場下での測定のため変調法は用いず、検光子を抜けてきた光の強度をデジタル・オシロスコープを用いて記録した。一方ソレノイドコイルに流れる電流を測定しこれを換算することで中心付近の磁場強度とした。



### 結果

振動試料型磁力計を用いて得られた磁化過程は、直流磁場下で得られた MOKE 測定による磁化過程と良い一致を示した。このとき飽和磁場  $\mu_0 H_s$  および保磁力  $\mu_0 H_c$  はそれぞれおよそ 0.15 T および 0.010 T であった。一方 1 MHz での  $\mu_0 H_c$  はおよそ 0.030 T となり、さらに 5 MHz では 0.10 T に増加していることが確認された。

### 参考文献

- 1) 吉田宏一他、第 43 回日本磁気学会学術講演会、26aPS-33。

# 伝送線路中の高周波電流可視化に関する研究

石田 竜太、栢 修一郎、石山 和志  
(東北大学電気通信研究所)

Research on visualization of high-frequency currents in transmission lines

R. Ishida, S. Hashi, K. Ishiyama

(Research Institute of Electrical Communication, Tohoku Univ.)

## 1. はじめに

高周波近傍磁界計測プローブとして一般的にループコイルが用いられているが、コイル及びケーブルが金属製のため本来の磁界を乱してしまう欠点が存在する<sup>1)</sup>。そこで本研究では、従来法と比べ磁界を乱しにくい磁気光学結晶のガーネットとパルスレーザーを利用したストロボ法を用いて、低侵襲に交流磁界の位相・強度を測定可能な計測システム<sup>2)</sup>について検討を行っている。本稿では位相情報を含んだ磁界測定が可能である点を利用し、伝送線路上を流れる高周波電流より発生する磁界を測定することでGHz帯の電流の可視化を試みた結果を報告する。

## 2. 実験方法

本研究における磁界測定装置の概略を Fig. 1 に示す。測定対象であるマイクロストリップ線路(MSL)近傍に配置したガーネットへレーザー光を垂直に照射し反射光を検出する。反射光は磁気光学効果により、ガーネットへ印加される垂直磁界強度に依存した偏向状態の変化が起こる。この偏向状態の変化を検出することで、垂直成分の磁界強度測定をおこなう。また本測定手法ではストロボ法を用いて測定磁界とパルスレーザーの発振タイミングを同期しているため、被測定交流磁界の特定位相の測定が可能となっている。これらの手法を用いて位相掃引をしつつ、交流磁界分布を測定することでMSLを流れる高周波電流の可視化をおこなう。実験条件として終端がインピーダンス整合され反射波がない状態及びオープン、ショートとの反射が起こり、定在波が存在する場合の3種類の測定をおこなった。

## 3. 実験結果

MSLに17 dBm, 6 GHzのRF信号を印加し、終端をインピーダンス整合した場合の各位相における磁界分布の測定結果と、そこから抽出したMSLエッジ近傍(点線部)の磁界計測結果を Fig. 2 に示す。測定対象であるMSLは灰色の線で示されており、MSLエッジ近傍に現れる磁界強度のピーク箇所が位相差に対応して移動している様子が確認できる。磁界は電流に依存するため、波長及び位相差に対応したピーク位置の変化の様子から、高周波電流の流れが可視化できている。

### 参考文献

- 1) M. Takahashi, K. Kawasaki, H. Ohba, T. Ikenaga, H. Ota, T. Orikasa, N. Adachi, K. Ishiyama, and K. I. Arai: *J. Appl. Phys.*, **107**, 09E711 (2010).
- 2) H. Nasuno, S. Hashi, and K. Ishiyama: *IEEE Trans. Magn.*, **47**, 4011 (2011).

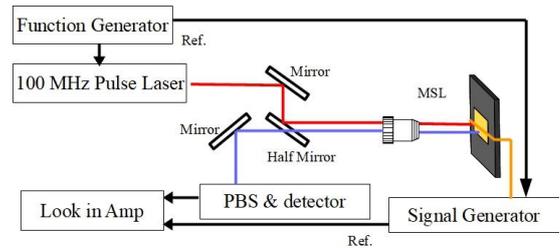


Fig. 1 Schematic of magnetic field measuring system

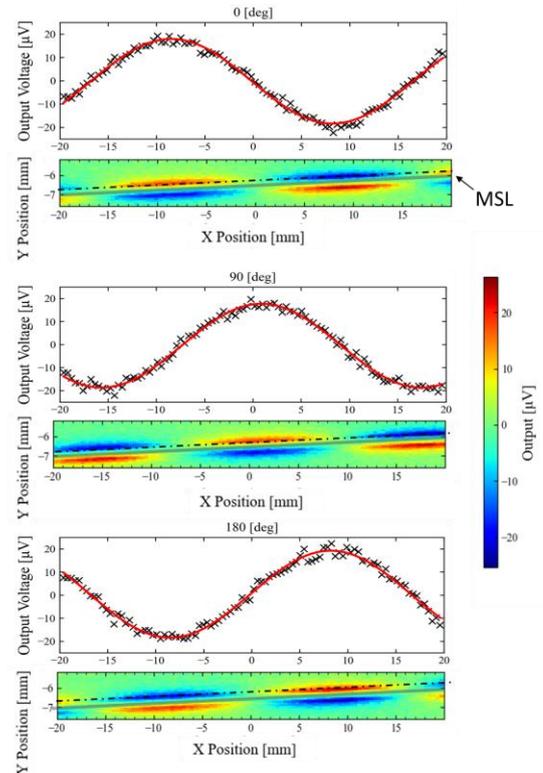


Fig. 2 Diagram of Magnetic field distribution