

# 低損失磁気-誘電 Co-AlN-SiO<sub>2</sub> ナノグラニューラー膜の作製

青木英恵、増本博、大沼繁弘\*、山口正洋  
(東北大、\*電磁研)

Fabrication of Co-AlN-SiO<sub>2</sub> nano-granular films with low magnetic-dielectric loss  
Hanae Aoki, Hiroshi Masumoto, Shigehiro Ohnuma\* and Masahiro Yamaguchi  
(Tohoku Univ., \*Denjiken)

## はじめに

透磁率・誘電率の高い材料をアンテナ素子へ導入すると、その波長短縮効果から実際の空間波長より物理長が小さくなり、素子を小型化できる。フェライトおよびその微粒子の複合体が主に研究されているが、2-6 GHz 帯の動作周波数が要求される次世代アンテナに応用できる多機能薄膜材料は見出されていない。我々は、Co 系ナノグラニューラー材料の磁性-誘電両特性の発現可能性について検討し、垂直磁化を持つなどの優れた高周波軟磁性膜を創製してきたが、アンテナ向け材料としては電気比抵抗が小さい( $\sim 1 \times 10^{-4} \Omega \text{cm}$ )という問題があった。GHz 帯で渦電流を抑えるという点からも、多層化や高電気抵抗化がこれまでに CoFe-SiO<sub>2</sub> グラニューラー膜の優れた高周波軟磁気特性が報告されている。タンデム法は粒径や粒子密度を制御し、均一なグラニューラー構造を形成する手法として古くから知られているが、近年、回転方向と垂直にわずかな磁気異方性が付与される点も見出されている<sup>1)</sup>。

本研究では、タンデムスパッタ法を用いて、高周波帯域まで透磁率が高く、高抵抗なナノグラニューラー膜を作製することを目的とした。

## 実験方法

Co-AlN-SiO<sub>2</sub> ナノグラニューラー膜の作製は、二元 RF マグネトロンカソードを用いたタンデムスパッタで作製した。膜組成、結晶構造および微細構造は、それぞれ XRF(SEM-EDX), XRD および TEM で決定した。電気抵抗は 4 端子法で測定した。膜の静磁気特性は VSM で測定し、膜面内の飽和磁化、異方性磁界および保磁力を決定した。

## 実験結果と考察

膜の組成は Co<sub>14</sub>-(AlN)<sub>22</sub>-(SiO<sub>2</sub>)<sub>64</sub> [at. %] であり、電気比抵抗は  $1.8 \times 10^{-2} \Omega \text{cm}$  であった。XRD より膜に平均粒径 1-3 nm の Co 粒子が存在し、図 1 の膜の TEM 観察像から分かるように均一なグラニューラー構造であることが分かった。Co の粒子間にアモルファスの AlN-SiO<sub>2</sub> 相が存在し、この層が膜の高電気比抵抗に寄与していると考えられる。

膜面内の磁化曲線を図 2 に示す。膜の飽和磁界は 1500 G であり、面内に 20 Oe の異方性磁界を有する強磁性膜であることが分かった。報告者らはこれまでに、Co-AlN 系膜が従来のグラニューラー系膜よりも低い Co 組成範囲(30 at.% 以上)で強磁性を示すことを明らかにしてきた<sup>2)</sup>が、本報告の Co-AlN-SiO<sub>2</sub> 膜では 14 at.% の低 Co 組成の高抵抗膜においても良好な軟磁気特性を有する強磁性膜が得られた。

## 参考文献

- 1) M. Naoe et al., J. Magn. Magn. Mater., 391 (2015) 213.
- 2) H. Kijima et al., IEEE. Trans. Magn., 47 (2011) 3928.

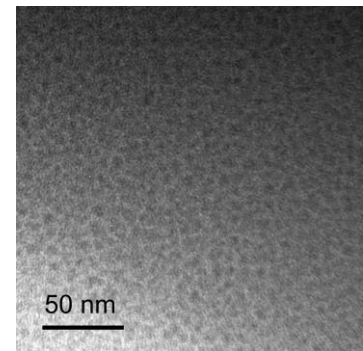


Fig.1 TEM image of Co-AlN-SiO<sub>2</sub> nano-granular film.

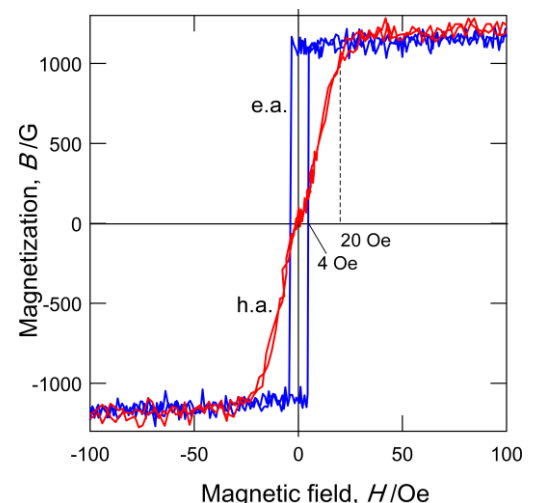


Fig.2 Magnetization hysteresis of Co-AlN-SiO<sub>2</sub> nano-granular film with magnetized easy(e.a.) and hard(h.a.) axis.

## 絶縁性 FeCo-MgF ナノグラニューラー膜の TMD 効果

小林伸聖, 岩佐忠義, 石田今朝男, 増本博\*, 高橋三郎\*\*, 前川禎通\*\*\*  
(電磁研, \*東北大学際研, \*\*東北大金研, \*\*\*原研先端基礎研)

TMD effects of FeCo-MgF insulating nanogranular films

N. Kobayashi, T. Iwasa, K. Ishida, H. Masumoto\*, S. Takahashi\*\*, and S. Maekawa\*\*\*  
(DENJIKEN, \*FRIS, Tohoku Univ., \*\*IMR, Tohoku Univ., \*\*\*ASRC, JAEA)

### はじめに

粒径が数ナノメートルの磁性金属ナノグラニューラーと絶縁体マトリックスから成るナノ構造を有するナノグラニューラー膜は、そのナノ構造に起因した量子サイズ効果によって、様々な機能性を発現する。我々は、膜中の磁性金属の含有量が 20at.%程度以下の絶縁性を示す組成領域において、一対のナノグラニューラーペア間のトンネル伝導による電荷振動に起因する、大きな誘電率と磁気誘電効果、すなわち、TMD(tunnelling magneto-dielectric)効果が発現することを見出した<sup>1)</sup>。ここでは、FeCo-MgF 系ナノグラニューラー膜に関し、膜中の Fe+Co 量とそれに伴う膜中のナノグラニューラーの数密度の変化と TMD 効果との関係を詳細に検討した結果について報告する。

### 実験方法

薄膜試料は、高周波スパッタ装置により、タンデム法によって作製した。ターゲットは FeCo 合金円板(75mmφ)と、MgF<sub>2</sub> 円板(75mmφ)を用いた。誘電特性評価には LCR メーターを用い、電気抵抗率は直流 4 端子法で測定した。磁化曲線は、AGM (alternating gradient magnetometer) で測定した。構造解析は XRD、組成分析は WDS によって行った。尚、各測定は室温で行った。

### 結果

Fig.1 には FeCo-MgF 膜の膜中の Fe+Co 量と TMD 効果およびトンネル型磁気抵抗効果 (TMR) の関係を示した。これらの膜は、グラニューラータイプの TMR を示すことが知られている<sup>2)</sup>。図に見られるように、Fe+Co が多い膜では TMR を示すが、磁性金属量が 20at.%以下では TMR は消失し、TMD が発現する。一方、XRD の結果から、Fe+Co 量の増加に伴い、膜中のナノグラニューラー数密度が増加していることがわかる。このことから、TMR を示す組成領域から Fe+Co 量の減少に伴って、膜中のナノグラニューラーの数密度が減少して隣り合うグラニューラー間隔が広がることにより、トンネル伝導のパスが切れ、伝導電子がナノグラニューラーペアに閉じ込められることによって、TMD 効果が発現すると考えられる。

### 参考文献

- 1) N.Kobayashi, H.Masumoto, S.Takahashi, and S.Maekawa, nature communications, 5:4417, DOI:10.1038/ncomms5417 (2014)
- 2) Kobayashi,S.Ohnuma,T.Masumoto,H.Fujimori, J.Appl.Phys.90(2001)pp.4159-4162

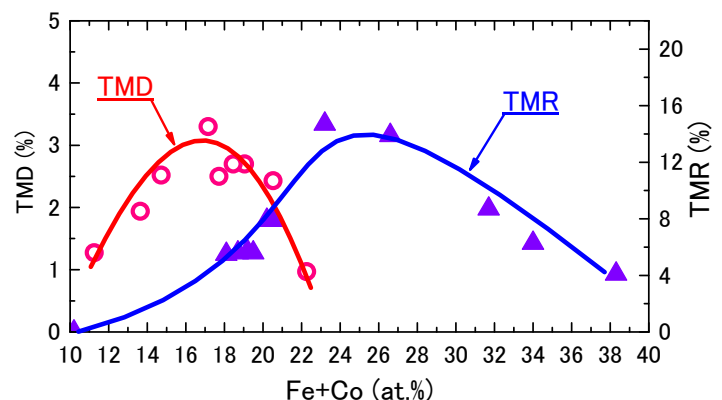


Fig.1. Dependence of the composition ratio of Fe+Co on TMD and TMR for FeCo-MgF nanogranular films.

## $Co_2Fe(AlSi)-Al_2O_3$ グラニューラー多層膜における 磁気抵抗効果の熱処理温度依存性

石井良亮、藤原裕司、前田浩二、加藤剛志\*、大島大輝\*、神保睦子\*\*、小林正、岩田聡\*  
(三重大工、\*名古屋大工、\*\*大同大)

Annealing temperature dependence of MR ratio of  $Co_2Fe(AlSi)-Al_2O_3$  granular films

R. Ishii, Y. Fujiwara, K. Maeda, T. Kato\*, D. Ohshima\*, M. Jimbo\*\*, T. Kobayashi, S. Iwata\*  
(Mie Univ., \*Nagoya Univ., \*\*Daido Univ.)

### はじめに

グラニューラー膜に高スピン分極率を示す  $Co_2FeAlSi$  (CFAS)<sup>1)</sup> を用いることで MR 比の向上が期待できるが、CFAS を規則化させるためには、540°C 以上での熱処理が必要であると報告されている。<sup>2)</sup> これまでの我々のグループでは絶縁膜/CFAS/絶縁膜の構成でグラニューラー膜を作製していたが、300°C-400°C の熱処理で MR 比が低下した。これは熱処理により、微粒子間距離が大きくなりすぎたことが原因であると推測している。本研究では、多層構造を導入した  $(Co_2Fe(AlSi)/AlO_x)_n$  のグラニューラー多層膜を作製し、熱処理を行ったのでその結果を報告する。

### 実験方法

薄膜作製は RF 及び DC マグネトロンスパッタリング法を用いた。スパッタガス Ar、1.0Pa 中で熱酸化膜付き Si 基板に  $(Co_2FeAl_{0.5}Si_{0.5}(t_{CFAS})/絶縁体(t_{AlO}))$  を n 層堆積させた。また、 $1.2 \times 10^{-5}$ Pa 以下で 1 時間、200°C-600°C で熱処理を施した。TMR 効果は直流 2 端子法で最大印加磁界 ±15kOe で測定し、また、磁気特性は VSM 及び AGM で測定した。

### 実験結果

Fig. 1 は  $t_{CFAS}=1.0$ nm の比抵抗の熱処理温度依存を示す。 $t_{AlO}=0.5, 1.0$ nm の時、熱処理温度の増加とともに比抵抗は減少した。比抵抗の値が  $10^2 \mu\Omega \cdot cm$  程度と金属の値に近くグラニューラー薄膜として成膜できていないことが原因と推測される。一方で、 $t_{AlO}=3.0, 4.0$ nm では、比抵抗は上昇していた。Fig. 2 は  $t_{CFAS}=1.0$ nm の MR 比の熱処理温度依存である。 $t_{AlO}=0.5, 1.0$ nm では MR が得られなかった。 $t_{AlO}=3.0$ nm では 400°C まで MR 比は上昇し、最大 MR 比 5.5% を記録したが、その後減少した。 $t_{AlO}=4.0$ nm の時、熱処理温度 600°C まで MR 比は上昇し、600°C で最大 MR 比 6.0% を得た。 $t_{AlO}=3.0, 4.0$ nm、熱処理温度 600°C の試料の MR ループを Fig. 3 に示す。 $t_{AlO}=4.0$ nm では超常磁性的な特徴を示しているが、 $t_{AlO}=3.0$ nm では強磁性的な性質を示している。従って、 $t_{AlO}=3.0$ nm では微粒子が大きくなったことで MR が低下したものと考えられる。一方で、 $t_{AlO}=3.0$ nm の磁化曲線からは MR 曲線で確認されたほどの保磁力は確認されておらず、電流がグラニューラー膜全体を一様に流れていない可能性がある。

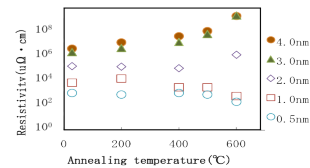


Fig. 1 Annealing temperature dependence of Resistivity

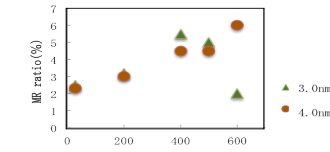


Fig. 2 Annealing temperature dependence of MR ratio

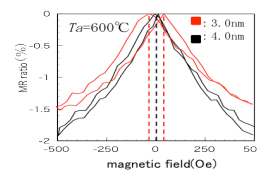


Fig. 3 MR loop at annealing 600°C

### 参考文献

- 1) N. Tezuka and N. Ikeda and S. Sugimoto and K. Inomata: Appl. Phys. Lett. 89, 252508 (2006)
- 2) W. Wang et al: Appl. Phys. Lett. 92, 221912 (2008)

## 単層 Fe-MgF<sub>2</sub> グラニューラー膜の微細構造と磁気特性

本庄周作<sup>1</sup>、横野示寛<sup>1</sup>、有田正志<sup>1</sup>、福地厚<sup>1</sup>、海住英生<sup>2</sup>、西井準治<sup>2</sup>、高橋庸夫<sup>1</sup>  
(北大情報<sup>1</sup>、北大電子研<sup>2</sup>)

Microstructure and magnetic characteristics of single-layered Fe-MgF<sub>2</sub> granular films  
S. Honjo<sup>1</sup>, T. Yokono<sup>1</sup>, M. Arita<sup>1</sup>, A. Tsurumaki-Fukuchi<sup>1</sup>, H. Kaiju<sup>2</sup>, J. Nishii<sup>2</sup>, Y. Takahashi<sup>1</sup>  
(Hokkaido Univ. IST<sup>1</sup>, Hokkaido Univ. RIES<sup>2</sup>)

**はじめに** 強磁性体を単電子島とするトンネル接合において、クーロンブロッケードによる TMR の増大や単電子スピン伝導が極低温において報告されている<sup>1)</sup>。この動作温度を 10 K 程度に上昇させることができれば TMR のゲート変調など種々の測定を容易に行うことができ、興味深い。これを念頭において、本研究においては自己組織化 Fe ナノ粒子からなる Fe-MgF<sub>2</sub> 単層グラニューラー膜に注目した。これまでに、同時蒸着膜や多層膜において、磁気特性・TMR 特性へのナノ粒子系の微細組織の影響が調べられているが<sup>2)</sup>、単層グラニューラー膜の場合にはその影響が顕著になると考えられる。ここではデバイス微細化の前段階として、この点について詳細に調べ、ナノ粒子系単電子トランジスタの作製条件を検討した。

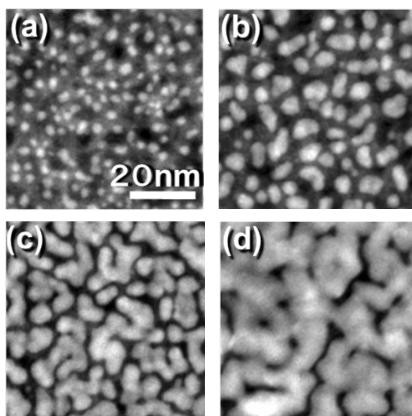
**実験方法** SiO<sub>2</sub>/Si 基板上に数十 μm ギャップを持つ Au/Cr 電極を作製し、EB 蒸着 (~1×10<sup>-7</sup> Pa) により MgF<sub>2</sub>(50 nm)/Fe(*t* = 2.4-5.7 nm)/MgF<sub>2</sub>(1 nm) を蒸着した。これらに対し、磁気光学 Kerr 効果(MOKE)を用いた磁化曲線、および磁気抵抗(MR)効果の測定(15 kOe)を行った。膜微細組織の分析には FEI 製 STEM (Titan3 G2) を用いた。

**実験結果** Fe ナノ粒子が明るいコントラストとなる HAADF-STEM 像を Fig.1 に示す。*t* = 1.8 nm の試料では直径が 2-3 nm 程度の Fe 粒子が良好に分散している[Fig.1(a)]。また *t* = 2.8 nm では分散状態を保ちながら 4-5 nm への粒成長が確認できる[Fig.1(b)]。*t* = 4.0 nm では、粒成長と共に Fe 粒子の結合した二次粒子が見られるが、膜全体としては電流パスが分断された状態にあることが分かる[Fig.1(c)]。更に膜厚が増加した *t* = 5.4 nm では、迷路状の電流パスからなる連続膜の形成が確認された[Fig.1(d)]。Fig.2 に、対応する MOKE 磁化曲線から得られた保磁力の Fe 膜厚依存性を示す。不連続膜である *t* < 5 nm では膜厚の増加に伴い保磁力が上昇した、これは膜厚の増加に伴って Fe 粒子が粗大化したためであると理解できる。一方、*t* > 5 nm の試料では膜厚増加に伴い、保磁力が減少した。これは連続膜の形成により多磁区構造となったことによると考えられる。Fig.3 に TMR 比の膜厚依存性を示す。Fe 粒子のパーコレーション閾膜厚(~5 nm)を境として MR 比が激変している。また、二次粒子形成の閾膜厚(~3.5 nm)よりも薄い膜では TMR 比が増加した。*t* ~ 3.5 nm 付近においては 5 nm 程度の分散 Fe 粒子が形成されていると考えられ、超常磁性の影響を軽減した薄層グラニューラー系の研究に使用可能であると期待できる。

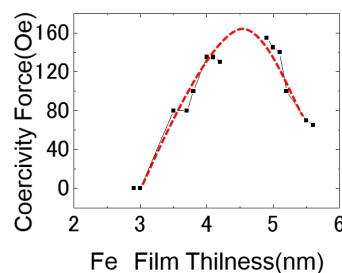
**謝辞** 本研究は科研費(25420279, 26630141)、および三菱財団による援助を受けて遂行された。また、結果の一部はナノテクノロジープラットフォーム事業(微細構造解析&微細加工、北海道大学)の下で得られたものである。

### 参考文献

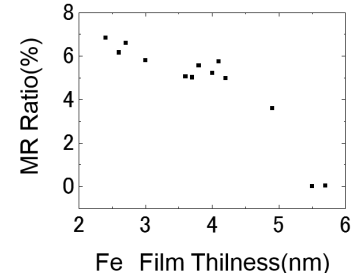
1) K. Ono *et al.* J. Phys. Soc. Jpn. 66, 1261(1997), 2) K. Ono *et al.* Jpn. J. Appl. Phys. 41, 97 (2002).



**Fig.1** HAADF-STEM images of samples with *t* = (a) 1.8, (b) 2.8, (c) 4.0, and (d) 5.4 nm. The bright part corresponds to Fe.



**Fig.2** Fe film thickness dependence of Coercive force (at RT).



**Fig.3** Fe film thickness dependence of MR ratio (at RT and 15 kOe).

## (FeCoNbB)-(SiO<sub>2</sub>) ナノコラムナー薄膜の高周波磁気特性

江口朋子、中川直之、米津麻紀、岡本佳子、末綱倫浩、末永誠一  
(東芝研究開発センター)

High-frequency magnetic properties of (FeCoNbB)-(SiO<sub>2</sub>) nanocolumnar films

T. Eguchi, N. Nakagawa, M. Yonetsu, K. Okamoto, T. Suetsuna, S. Suenaga  
(Corporate Research & Development Center, Toshiba Corporation)

### 【諸言】

携帯電話や無線 LAN などの通信機器の動作周波数は高周波化しており、通信アンテナに用いる高周波用軟磁性材料の重要性が高まっている。高周波用軟磁性材料には、使用する周波数帯域において高透磁率・低損失の特性が求められる。我々は、これらの特性を実現する材料として、ナノグラニューラー構造よりも磁性金属充填率を高めたナノコラムナー構造薄膜について報告している<sup>(1)</sup>。FeCo に Nb と B を添加したアモルファスナノコラムナー薄膜では、bcc-Fe 結晶の磁気異方性分散に起因する透磁率の損失 ( $\mu''$ ) が抑制される。本報告では (FeCoNbB)-(SiO<sub>2</sub>) 薄膜において、磁場中斜入射成膜により面内一軸異方性を付与し、強磁性共鳴周波数 ( $f_r$ ) の高周波化および透磁率損失係数 ( $\tan \delta = \mu' / \mu''$ ) の低減を試みた。本研究により得られた新たな薄膜ナノ構造と高周波磁気特性について検証した。

### 【実験方法】

マグネトロンスパッタ装置を用い、Ar 雰囲気、100Oe の磁場中で石英基板上に膜厚 168nm の (FeCoNbB)-(SiO<sub>2</sub>) 薄膜試料を作製した。基板とターゲット中心の成す角度は 25° とした。構造解析は X 線回折と TEM 観察にておこなった。試料の磁気特性は、試料振動型磁力計 (VSM) および高周波透磁率測定装置 (凌和電子: PMM-9G1) を用いて測定した。

### 【実験結果】

(((Fe<sub>70</sub>Co<sub>30</sub>)<sub>96</sub>Nb<sub>4</sub>)<sub>90</sub>B<sub>10</sub>)<sub>93</sub>-(SiO<sub>2</sub>)<sub>7</sub> 薄膜において、ナノサイズの FeCoNbB 扁平柱状体が SiO<sub>2</sub> 壁を介し傾斜して並んだ、新規ナノ構造を得た。図 1(a)(b) に表面 TEM 像、断面 TEM 像を示す。柱状体底面の短径は約 5nm、SiO<sub>2</sub> 壁の厚さは約 1nm であった。

図 2 に上記薄膜の高周波磁気特性を示す。柱状体が扁平かつ傾斜していることによる形状磁気異方性、磁場中成膜による誘導磁気異方性から、異方性磁界 3640e の大きな面内一軸異方性が発現した。その結果、 $f_r$  は 7GHz 以上に高周波化した。飽和磁化は 1.31T であった。FeCo のアモルファス化、および  $f_r$  の高周波化により、 $\tan \delta = 0.390\% @ 1\text{GHz}$  となり、GHz 帯で低損失の優れた特性を得た。

### 参考文献

- 1) T. Eguchi, N. Nakagawa, M. Yonetsu, K. Okamoto, T. Suetsuna, S. Suenaga: J. Appl. Phys. **115**, p17A311 (2014)

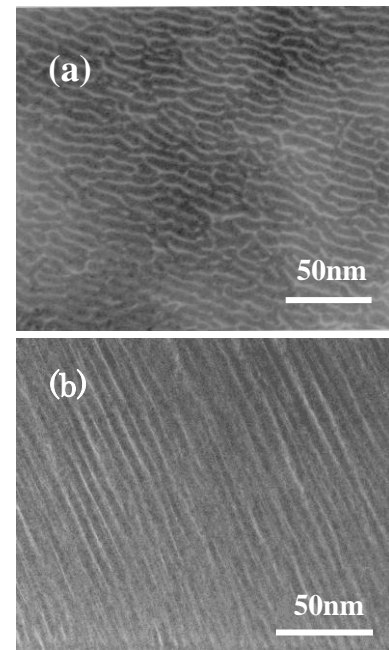


Fig. 1. TEM images of the (a) surface and (b) cross section of an (FeCoNbB)-(SiO<sub>2</sub>) film

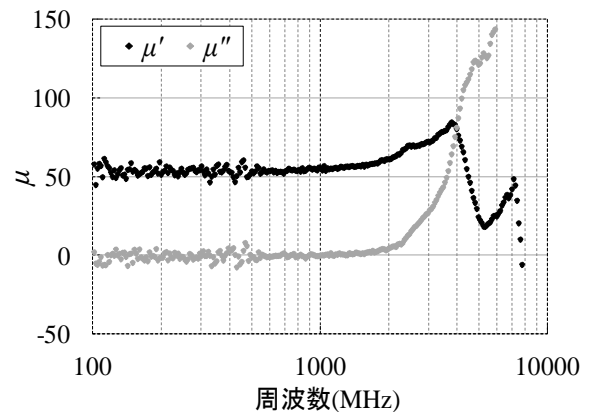


Fig. 2. Frequency dependence of permeability for the (FeCoNbB)-(SiO<sub>2</sub>) film

# FeCo 薄膜初期形成時における不連続応力変化

中込将成、林原久憲、高村陽太、中川茂樹  
(東京工業大学院理工学研究科電子物理工学専攻)

Investigation of abrupt change of internal stress at the initial stage of FeCo thin film growth

Masanari Nakagome, Hisanori Hayashibara, Yota Takamura, and Shigeki Nakagawa

(Dept. of Physical Electronics, Tokyo Institute of Technology)

## はじめに

対向ターゲット式スパッタ(FTS)法では形成する薄膜内部に生じる異方的な残留応力に起因する機能を磁性薄膜に付与できる<sup>1,2)</sup>。これまで我々は FTS 装置に片持ち梁法を用いた応力の高感度 in-situ 測定システムを導入し、ガラス基板上に Ru や Ti 膜を堆積させた際の応力の初期形成過程を明らかにしてきた。一方で、FeCo 薄膜の場合は、初期形成過程の特定の膜厚(約 4nm)において、Ru や Ti では現れない不連続な応力の変化が起こることを確認してきたが、その原因は分かっていなかった<sup>3)</sup>。本研究では、応力測定に加え、電気抵抗率の in-situ 観測や X 線回折(XRD)測定を用いてこの不連続性の原因を明らかにすることを目的とした。

## 実験方法

FeCo 薄膜は、ガラス基板上に FTS 法を用いて Ar ガス圧 0.133 Pa で成膜した。応力は基板の一端を固定し膜の内部応力によるガラス基板のたわみ量をレーザー変位計により測定する片持ち梁法で in-situ 観測した。また、電気抵抗測定はガラス基板に Al 電極パターンを形成し、その電極間の抵抗を in-situ 観測した。さらに X 線回折(XRD)法を用いての FeCo 薄膜の結晶性の評価も行った。

## 実験結果

Fig. 1 の黒丸はガラス基板上に FeCo を直接堆積させたときの、FeCo 膜厚に対する応力と膜厚の積を表す。曲線の正負の傾きはそれぞれ引張応力、圧縮応力が優位に形成されていることを表す。0.5 nm までに観測される圧縮応力は、基板への粒子入射による基板のそりを反映している。1.0nm 以上での引張応力は島状成長による表面張力、2.5 nm 以上での圧縮応力は連続膜が形成されたことによる peening 効果の発現を表す。FeCo 膜厚が 4.0 nm までは応力は滑らかに変化するが、4.0 nm 程度で急激に引張応力が形成される。この不連続な応力の変化は成膜レートによらず常に 4.0 nm 程度の膜厚において現れる。

Fig. 1 の白丸は電気抵抗率と膜厚の積を表す。電気抵抗率は、島状成長の領域では大きな値となり、連続膜の領域ではほぼ一定となった。また、応力と同じ 4.0 nm で不連続に変化し、電気抵抗率は低下した。このような抵抗の減少は構造の相転移によって説明できる<sup>4)</sup>。

Fig. 2 に FeCo 薄膜の XRD パターンを示す。応力と電気抵抗率における不連続な変化が生じる前の試料(FeCo 膜厚 3.0nm)では回折ピークが検出されず、膜はアモルファスであると考えられる。一方で不連続な変化が起こった後の試料(FeCo 膜厚 5.0 nm)では FeCo(110)回折ピークが確認された。この結果は、不連続な変化の原因が結晶構造の変化であることを示唆している。

## 参考文献

- 1) 中川茂樹, 日本磁気学会「まぐね」 **8**, 107 (2013).
- 2) A. Hashimoto, K. Hirata, T. Matsuu, S. Saito, and S. Nakagawa, IEEE Trans. Magn. **44**, 3899 (2008).
- 3) 林原久憲, 中込将成, 高村陽太, 中川茂樹, 第 38 回 日本磁気学会学術講演会, 2pE-12, 2014
- 4) P. Duwez, R. H. Willens, and R. C. Crewdson, J. Appl. Phys. **36**, 2267 (1965).

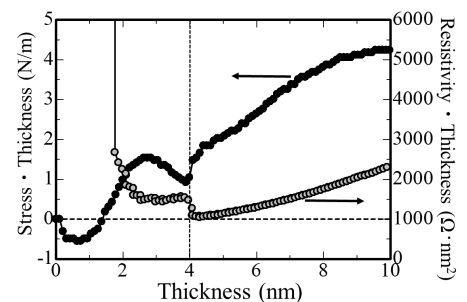


Fig. 1 Stress and resistivity as a function of nominal thickness of FeCo film

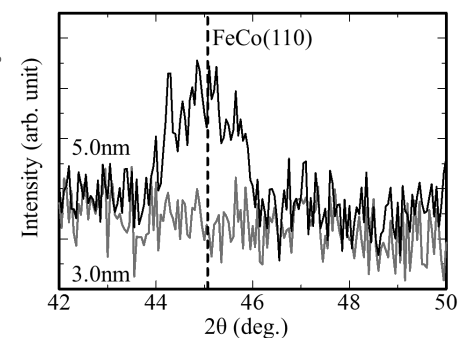


Fig. 2 XRD patterns of FeCo thin films

## [Fe/C/Co/C]多層膜における正方晶歪と磁気異方性

藤島周, 新宅一彦\*, 石尾俊二

(秋田大工資, \*秋田県産業技術センター)

Tetragonal distortion and magnetic anisotropy of [Fe/C/Co/C] multilayer films

S.Fujishima, K.Shintaku, S.Ishio

(Akita Univ., \*Akita industrial Technology Center)

### はじめに

次世代永久磁石や情報記録媒体の性能向上には、高い結晶磁気異方性 ( $K_u$ ) と高い飽和磁化 ( $M_s$ ) とを兼ね備えた新材料の開発が必要不可欠である。T. Burkert<sup>1)</sup>、G. Andersson<sup>2)</sup>、Y. Kota, A. Sakuma<sup>3)</sup>らの第一原理計算によれば、 $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ におけるCoの組成が0.5-0.6、軸比(c/a)が1.2-1.25の値を取ったとき  $10^7 \text{ erg/cm}^3$ をはるかに超える  $K_u$ を誘起することができる。本研究では、第三元素としてCを選択し、[Fe/C/Co/C]多層膜を作製することで、正方晶歪を有するFeCo合金膜を得ることを目的とした。

### 実験方法

製膜には、超高真空多元スパッタ装置(到達真空度は  $3-6 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ )を用いた。マグネトロンスパッタ法により、基板温度を  $200^\circ\text{C}$ とし、MgO(001)単結晶基板上に下地膜としてRuを製膜した。その後、同温度においてFe/C/Co/Cを40層製膜した。磁気特性には振動試料型磁力計(VSM)、構造評価にはX線回折装置(XRD)を用いた。

### 実験結果と考察

Fig. 1はMgO(001)sub./Ru(20nm)/[Fe(x)/C(y)/Co(x)/C(y)]<sub>40</sub>(x, y) = (0.14nm, 0.00nm)、(0.11nm, 0.01nm)、(0.098nm, 0.021nm)、(0.07nm, 0.035nm)の軸比c/a及び飽和磁化  $M_s$  のC添加量依存性である。膜厚は、Fe+C及びCo+Cの合計膜厚が1原子層になるよう設計した。[Fe/Co]多層膜にC層を添加することにより、c/a値がわずかに増加する傾向が見られた。これは、一部のCがFeCo結晶に侵入したことによると考えられるが、添加量に対して期待していたほどの変化は見られず、Cが均一に分散していないと思われる。添加量50%に関しては、FeCo(002)ピークが観測されなかったため、c/aの算出ができなかった。  $M_s$  に関しては、C添加量の増加に伴い減少する傾向が見られた。

これらの結果から、第三元素としてCを用いて正方晶歪の導入を試みたが、予想していたc/a値よりも低い値となった。しかし、界面近傍だけでなく、膜全体としてFeCoに格子歪を導入できたことは、材料探索の手法として多層膜が有効であることを示すとともに、新たな材料設計のモデル構造ともなるため、応用的な観点からも重要である。

### 参考文献

- 1) T. Burkert et al., *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 027203(2004)
- 2) G. Andersson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 037205(2006)
- 3) Y. Kota, and A. Sakuma, *J. magn. Soc. Jpn.*, **37**, 17-23 (2013)

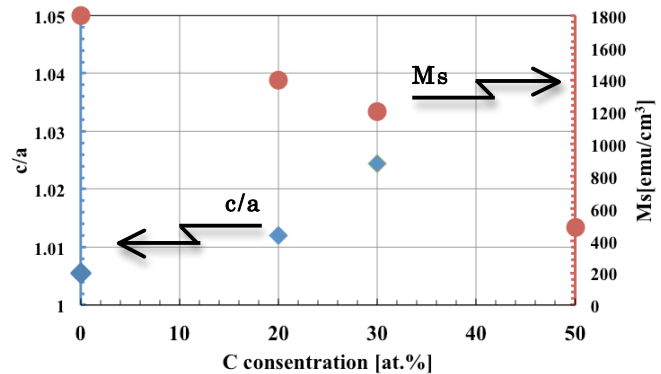


Fig. 1 c/a ratio and  $M_s$  as a function of C content for [Fe/C/Co/C] multilayers

# MgO 及び SrTiO<sub>3</sub> 基板上に成長させた FeCoAl 薄膜の垂直磁気異方性

湯口嵩, 吉田真司, 金谷峻介, 高橋海里, 荒川明, 長谷川崇, 石尾俊二

(秋田大工資)

Perpendicular magnetic anisotropy of FeCoAl thin films grown on MgO and SrTiO<sub>3</sub> substrates

T. Kataguchi, S. Yoshida, S. Kanatani, K. Takahashi, A. Arakawa, T. Hasegawa, S. Ishio

(Akita Univ.)

## はじめに

次世代永久磁石や磁気記録媒体の向上には、高結晶磁気異方性( $K_u$ )、高飽和磁化( $M_s$ )を兼ね備えた新材料が不可欠である。第一原理計算によると、 $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$  が  $x=0.5\sim 0.6$ 、軸比( $c/a$ )が 1.20~1.25、 $B2$  規則度が 1.0 で、 $1.0\times 10^8 \text{ erg/cm}^3$  の高  $K_u$  が発現すると報告されている<sup>1)</sup>。本グループでは、MgO / Rh / FeCo 膜において、正方歪に起因する  $K_u$  と  $c/a$  の関係や、 $K_u$  の FeCo 膜厚依存性を明らかにした<sup>2)</sup>。しかし、今後、正方晶 FeCo の実用化には厚膜化が課題であり、更に  $2\times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  以上の  $K_u$  を実現するには正方歪と  $B2$  規則構造の両立も重要である。本研究では、MgO 及び SrTiO<sub>3</sub> 基板上の FeCoAl 薄膜の垂直磁気異方性について報告する。

## 実験方法

本実験では MgO と SrTiO<sub>3</sub> の二種の酸化物単結晶基板を用いた。前者では、マグネトロンスパッタ法により、MgO(100) 基板上に Rh 膜を [001] 配向させた後に、基板温度を 200°C とし FeCoAl を製膜し、更に保護層として SiO<sub>2</sub> を室温製膜した。また、SrTiO<sub>3</sub>(100) 基板では、最初 400°C で 60 分のベーキングを行った後、前者と同じ条件で FeCoAl 及び SiO<sub>2</sub> を製膜した。製膜後、規則化のため急速加熱熱処理装置を用いて熱処理を行った。磁気特性評価に極カー効果測定装置、構造評価に X 線回折装置を用い、 $K_u$  の算出には振動試料型磁力計を用いた。

## 実験結果

Fig.1 には、MgO(100)sub. / Rh[20nm] /  $(\text{FeCo})_{1-x}\text{Al}_x$ [2nm] ( $x=0, 5, 10, 15, 20$ ) / SiO<sub>2</sub>[5nm] について、XRD によって求めた  $c/a$  の Al 組成依存性を示した。 $c/a$  は約 1.2 の値を示している。Fig.2 には、極カー効果で測定した室温の磁化曲線の測定結果を示している。磁化曲線は全て垂直磁気異方性を示しており、正方歪により垂直磁気異方性が誘起された事が分かる。

学会時には、酸化物単結晶基板を変えた際に伴う磁気異方性の変化等の実験結果についても報告を行う。

## 参考文献

- 1) Y. Kota and A. Sakuma, *Appl. Phys., Express* **5**, 113002 (2012)
- 2) 吉田, 湯口, 他 ; 第 39 回日本磁気学会発表予定 (2015)

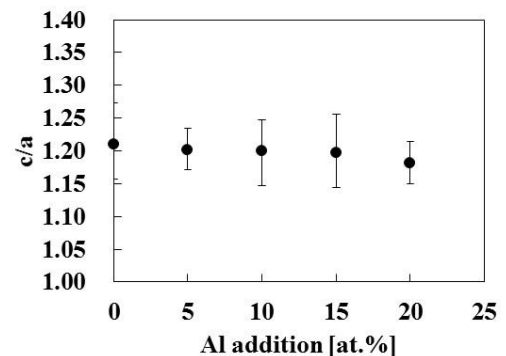


Fig.1  $c/a$  ratio as a function of Al content for  $(\text{FeCo})_{1-x}\text{Al}_x$  films.

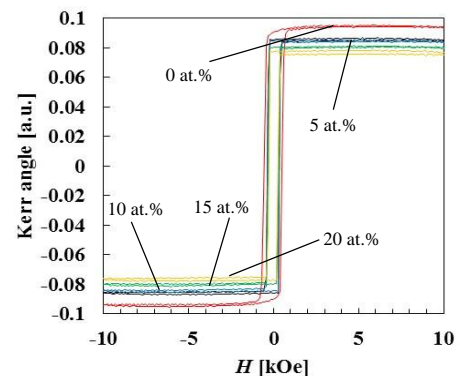


Fig.2 Magnetization curves of  $(\text{FeCo})_{1-x}\text{Al}_x$  films measured by Polar Kerr effect.



## MgO/Rh/Fe<sub>100-x</sub>Co<sub>x</sub> 膜の正方歪と一軸磁気異方性

吉田真司, 瀧口嵩, 高橋海里, 金谷峻介, 大宮裕之, 荒川明, 長谷川崇, 早坂浩二\*, 斉藤伸\*, 石尾俊二  
(秋田大工資, \*東北大学)

Tetragonally distorted structure and uniaxial magnetic anisotropy of MgO/Rh/Fe<sub>100-x</sub>Co<sub>x</sub> epitaxial film

S. Yoshida, T. Kataguchi, K. Takahashi, S. Kanatani, H. Ohmiya, A. Arakawa, T. Hasegawa, K. Hayasaka\*, S. Saito\*, S. Ishio  
(Akita univ. \*Tohoku univ.)

### はじめに

高飽和磁化 Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> 合金に正方歪を導入すると高結晶磁気異方性を発現することが、第一原理計算により示されている<sup>1)</sup>。これによると、 $x=0.5-0.6$ 、軸比( $c/a$ )が 1.22-1.25 付近で一軸磁気異方性( $K_u$ )が最大となり  $K_u=1.0 \times 10^8 \text{ erg/cm}^3$  が予測される。実験では種々のバッファ層を用いたエピタキシャル成長によって FeCo に正方歪を導入が試みられている<sup>2)3)</sup>。しかし、依然として Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> の結晶構造と  $K_u$  との相関は明らかではない。本研究では、Rh バッファ層を用いて正方晶 FeCo を合成し、 $K_u$  と正方歪  $c/a$  の相関を調べた。

### 実験方法

マグネトロンスパッタ法により、基板加熱温度 300°C で MgO(100)基板上に Rh を(001)配向させた。その後、基板加熱温度 200°C で FeCo を成膜し、次いで保護層として Ru を室温成膜した。磁気特性評価にはカー効果、磁気トルクメーター、VSM、構造解析には XRD、TEM 及び走査透過電子顕微鏡 (STEM) を用いた。

### 実験結果

Fig.1 に MgO(100)sub./Rh(20.0nm)/Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>(3.0nm)/Ru (2.0nm) の HAAD-STEM 像(a)と SAD パターン(b)を示した。FeCo と Rh の界面は平滑であり、エピタキシャル成長していることが確認できる。(b)では、Rh の強い回折スポットに加え、FeCo の弱い回折スポットが観察され、正方歪をもった FeCo が形成されていることが解る。この時の  $c/a$  は 1.11 で、格子関係は FeCo(001)[110]/Rh(001)[100]/MgO(001)[100]となる

一軸磁気異方性( $K_{u1}$ )の大きさは膜厚に依存しており、膜厚が 1.5-2.5nm で、 $1.6 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  の最大値を示した。一方、上述のように、膜中は正方歪も誘起されており、正方歪も膜厚に依存している。そこで Fig.2 には Fe<sub>50</sub>Co<sub>50</sub> の種々の膜厚での  $K_{u1}$  と  $c/a$  データを用いて、 $K_{u1}$  と  $c/a$  の関係をプロットした (図中●)。図のように、 $K_{u1}$  は  $c/a$  に依存しており、 $c/a=1.15-1.35$  で最大値となった。この結果は、Kota らの第 1 原理計算の結果 (図中○) とよく一致しており、正方晶 FeCo の一軸磁気異方性( $K_{u1}$ )は、正方歪に起因していることと結論できる。また、膜厚 10.0nm 以上( $c/a=1.0-1.04$ )付近でも、 $K_{u1}=0.5 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  の値が観察されるが、これは FeCo の B2 規則化ドメインの[001]配向に起因していると思われる。

### 参考文献

- 1) Y. Kota and A. Sakuma, *Appl. Phys. Express*, 5, 113002 (2012)
- 2) B. Wang et al, *J. Appl. Phys.*, 115, 133908 (2014)
- 3) L. Reichel et al, *J. Appl. Phys.*, 116, 213901 (2014)

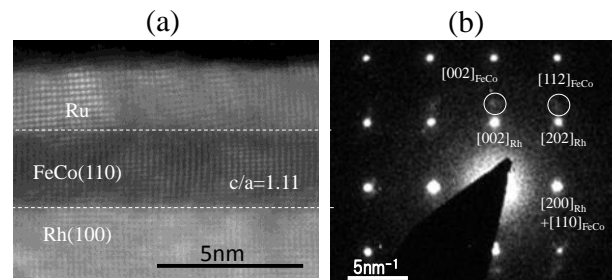


Fig. 1 (a) HAAD-STEM and (b) SAD images for the Rh/FeCo layer in the Rh/FeCo(3 nm)/Ru film.

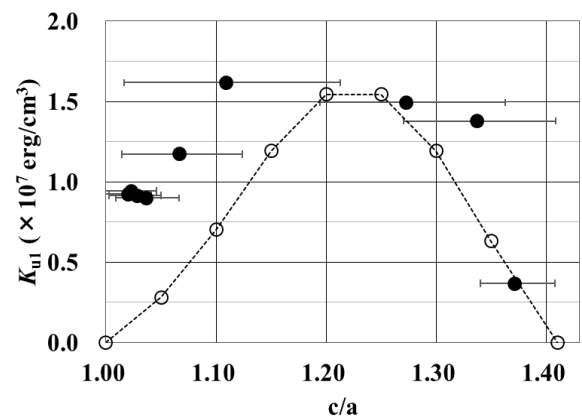


Fig. 2  $K_{u1}$  as a function of  $c/a$  for Rh/Fe<sub>50</sub>Co<sub>50</sub> films. The predicted magnetocrystalline anisotropy for Rh/FeCo with  $S=0$  is also shown (open circles).

## W/Fe (001)エピタキシャル多層膜の歪制御による垂直磁気異方性の発現

松本勇輝<sup>1</sup>, 岡本聡<sup>1</sup>, 菊池伸明<sup>1</sup>, 北上修<sup>1</sup>, 三浦良雄<sup>2</sup> (<sup>1</sup>東北大, <sup>2</sup>京都工芸繊維大)  
 Strain controlled perpendicular magnetic anisotropy of W/Fe (001) epitaxial multilayers  
 Y. Matsumoto<sup>1</sup>, S. Okamoto<sup>1</sup>, N. Kikuchi<sup>1</sup>, O. Kitakami<sup>1</sup>, Y. Miura<sup>2</sup>  
 (<sup>1</sup>IMRAM, Tohoku Univ, <sup>2</sup>Kyoto Institute of Technology)

### はじめに

これまでにエピタキシャル成長させた MgO (100) sub./W (10)/Fe (0.5)/W (3) (nm) 3層膜において  $K_u = -2.1 \times 10^7$  erg/cc (300K),  $-3.5 \times 10^7$  erg/cc (10K) に達する巨大な負の垂直磁気異方性(面内容易面)が発現することを明らかにした[1]. これは Fe/W 界面における界面磁気異方性 ( $K_s = -0.6$  erg/cm<sup>2</sup> (300K),  $-1.0$  erg/cm<sup>2</sup> (10K)) に起因するものである. この試料においては厚い W 下地による格子整合のため, Fe 層が面内の引張り歪を受けている. 一般に磁性材料の磁気異方性は格子歪に極めて敏感であることから, 本試料では下地層や層構造を変えることで歪制御が可能であり, それに付随した磁気異方性の変化が期待される. 今回は Cr エピタキシャル下地を用いて, 歪制御を行った結果, 大きな正の垂直磁気異方性の発現を確認したので, その結果を報告する.

### 実験方法

分子線エピタキシー(MBE)によって, MgO sub./Cr (30)/W ( $t_w$ )/[Fe (2)/W ( $t_w$ )]<sub>4</sub>/Cr (3) (nm) の Fe/W 多層膜を作製した. Fe 層の格子歪制御のため, Fe 層厚は 2 nm 一定とし, W 層厚を変化させた. 構造評価には RHEED および XRD, 磁気特性の評価には VSM および異常ホール効果(AHE)測定を行った.

### 実験結果

Fig.1 に Fe/W 多層膜の面直方向の磁化曲線の結果を示す. 反磁場を含む有効異方性磁場  $H_k^{\text{eff}}$  は飽和磁場から評価した. W 層厚を薄くするのに伴い,  $H_k^{\text{eff}}$  が低磁場側にシフトする様子が観測された. Fe バルクの  $M_s$  を仮定して  $K_u$  を見積もった結果を Fig.2 に示す. W 層厚の減少に伴い, 磁気異方性が負から正に変化している様子が分かる. Fe と W では, バルクにおいて約 10% の格子ミスマッチが存在し, W 層厚の薄膜化に伴った歪制御の結果と判断できる. 第一原理計算によれば, バルク  $\alpha$ -Fe の格子定数に整合した Fe/W では正の界面磁気異方性が生じることが予測されており, その挙動にも対応するものである. この  $K_u$  の起源として Fe/W 界面における界面磁気異方性を仮定すると,  $K_s = 0.5$  erg/cm<sup>2</sup> と見積もられる. この値は面内磁気異方性として報告した W 層の厚い場合の  $K_s = -0.6$  erg/cm<sup>2</sup> と同程度である. したがって, 歪制御を保った状態で Fe 層の薄膜化が出来れば,  $10^7$  erg/cc 台の垂直磁気異方性も十分に期待できる.

### 参考文献

- 1) Y. Matsumoto et al., IEEE Trans. Magn. (to be published)

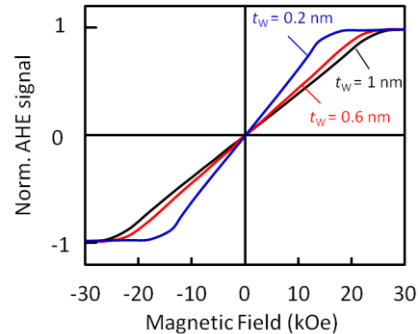


Fig. 1 Perpendicular magnetization curves of W/Fe multilayers

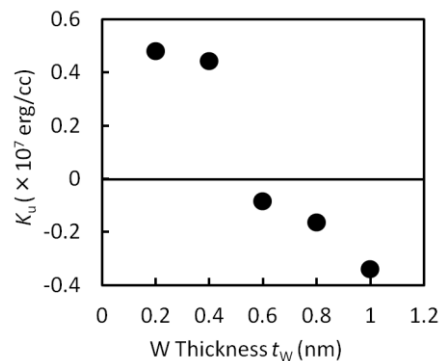


Fig. 2 W layer thickness ( $t_w$ ) dependence of perpendicular magnetic anisotropy constant  $K_u$  of W/Fe multilayers

# 六方晶 $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜の原子層積層構造におよぼす下地層凹凸の影響

○タム キム コング<sup>a)</sup>, 日向 慎太郎<sup>b,c)</sup>, 斉藤 伸<sup>b)</sup>

(<sup>a)</sup>田中貴金属工業株式会社, (<sup>b)</sup>東北大学, (<sup>c)</sup>日本学術振興会特別研究員 (PD))

Effect of bumpy surface underlayer morphology on compositionally modulated atomic layer stacking of hcp  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  alloy film

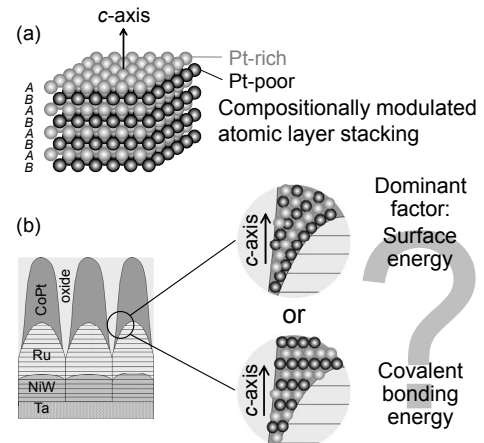
○Kim Kong Tham<sup>a)</sup>, Shintaro Hinata<sup>b,c)</sup>, and Shin Saito<sup>b)</sup>

(<sup>a)</sup>TANAKA KIKINZOKU KOGYO K. K., (<sup>b)</sup>Tohoku University, (<sup>c)</sup>JSPS research fellow (PD))

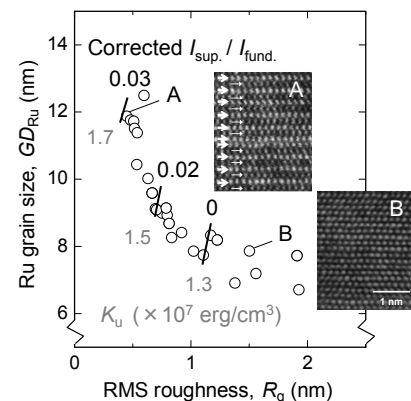
**はじめに** 近年、マイクロ波アシスト磁気記録 (MAMR)<sup>1)</sup> はハードディスクが直面しているトリレンマ課題を打破する将来技術として注目されている。第一世代のMAMR媒体には、現行のグラニューラ媒体に用いられている六方晶CoPt合金を高一軸結晶磁気異方性 ( $K_u$ ) 化して用いることが提案されている<sup>2)</sup>。CoPt合金結晶粒の $K_u$ をさらに高めるためには、スピン軌道相互作用を有効に活かすことが必要不可欠であり、これを達成するために我々はCoPt合金結晶粒中に、Fig. 1(a) に示す組成の異なる原子層の交互積層構造 (原子層組成変調構造) を実現することが有効であると考えている<sup>3-4)</sup>。一般にグラニューラ媒体の下地層表面には、磁性結晶粒の析出サイトを定めるためにnm寸法の凹凸構造を具備させる必要があることが知られているが、そのような表面形態を有する下地層上での原子層組成変調構造の実現の可能性は検討されていない (Fig. 1(b))。そこで、本研究では凹凸下地層の表面粗さおよび結晶粒径が $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  合金薄膜の原子組成変調構造および $K_u$ に及ぼす影響を定量的に評価したので報告する。

**実験結果** 検討に用いた $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜は全て基板温度 $300^\circ\text{C}$ の下で、同一スパッタ条件で成膜した。下地Ru層の表面形状は成膜Arガス圧、成膜後の加熱温度、金属-酸化物グラニューラ型バッファ層<sup>5-6)</sup>の有無により変化させた。Fig. 2には、本検討で作製した下地層の二乗平均粗さ ( $R_q$ ) と結晶粒径 ( $GD_{\text{Ru}}$ ) との関係を示す。今回の検討における表面形状の変化幅は、 $R_q$ では約0.4から2.0 nm,  $GD_{\text{Ru}}$ では6.7から12.5 nmであった。図中の等値線はこれらの下地層上に成膜した $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜の $K_u$ および原子層組成変調割合を示す超格子回折線と基本回折線との積分強度比をLorentzおよび原子散乱因子で補正したCorrected  $I_{\text{sup.}} / I_{\text{fund.}}$ である。また、挿入図には典型的な結晶粒径および表面粗さの下地上に積層した $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜の走査型電子顕微鏡の高角散乱環状暗視野 (HAADF) 像を示す。HAADF像は電子線の散乱体の電子密度を反映する特徴がある。大粒径かつ平坦な下地層上に作製した試料では明暗のコントラストを有する原子層が交互に積層している。これは $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜が平均組成としてPt-richな層とPt-poorな層とに組成変調を起こしていることに対応している。一方、小粒径かつ荒れた下地層上に作製した試料ではコントラストがついておらず、 $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金薄膜が不規則相として形成していることがわかる。 $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$ 合金結晶粒の $K_u$ を評価したところ、( $R_q$ ,  $GD_{\text{Ru}}$ )の約(1.3, 7)から(0.5, 12) nmの変化により値が $1.3$ から $1.7 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ へと増大した。CoPt合金薄膜の知見をグラニューラ媒体の各磁性結晶粒の原子層組成変調構造の実現による高 $K_u$ 化に活かすためには、平滑かつ小粒径で、深い空隙を有する下地層の作製が必要になると考えられる。

**参考文献** 1) J. G. Zhu et al., *IEEE Tran. Magn.*, **44**, 125 (2008). 2) K. Yamada et al., *Digest of the 24th Magn. Rec. Conference. TMRC*, **24**, 64 (2013). 3) S. Saito, et al., *IEEE Trans. Magn.*, **50**, 3201205 (2014). 4) S. Saito et al., *Abstract of 59th Annual conference on Magnetic and Magnetism Material*, GU-03 (2014). 5) K. K. Tham et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 17B752 (2014). 6) K. K. Tham et al., *J. Appl. Phys.*, **117**, 17A923 (2015).



**Fig. 1** (a) Compositionally modulated atomic layer stacking of a Co-Pt alloy film and (b) possible growth of Co-Pt alloy film on a bumpy surface underlayer.



**Fig. 2** Relation between the grain size and surface roughness for underlayers prepared in this experiment. Contour lines inside the graph show integral intensity ratio of the superlattice peak ( $I_{\text{sup.}}$ ) and fundamental peak ( $I_{\text{fund.}}$ ) and  $K_u$  of  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  films deposited on these underlayers. Insets show HAADF-STEM images of  $\text{Co}_{80}\text{Pt}_{20}$  films deposited on underlayers with typical grain size and surface roughness.

## 下地層形態と Co 薄膜の微細構造の関係

大竹充・二本正昭

(中央大)

Relationship between Underlayer Morphology and Microstructure of Co Thin Film

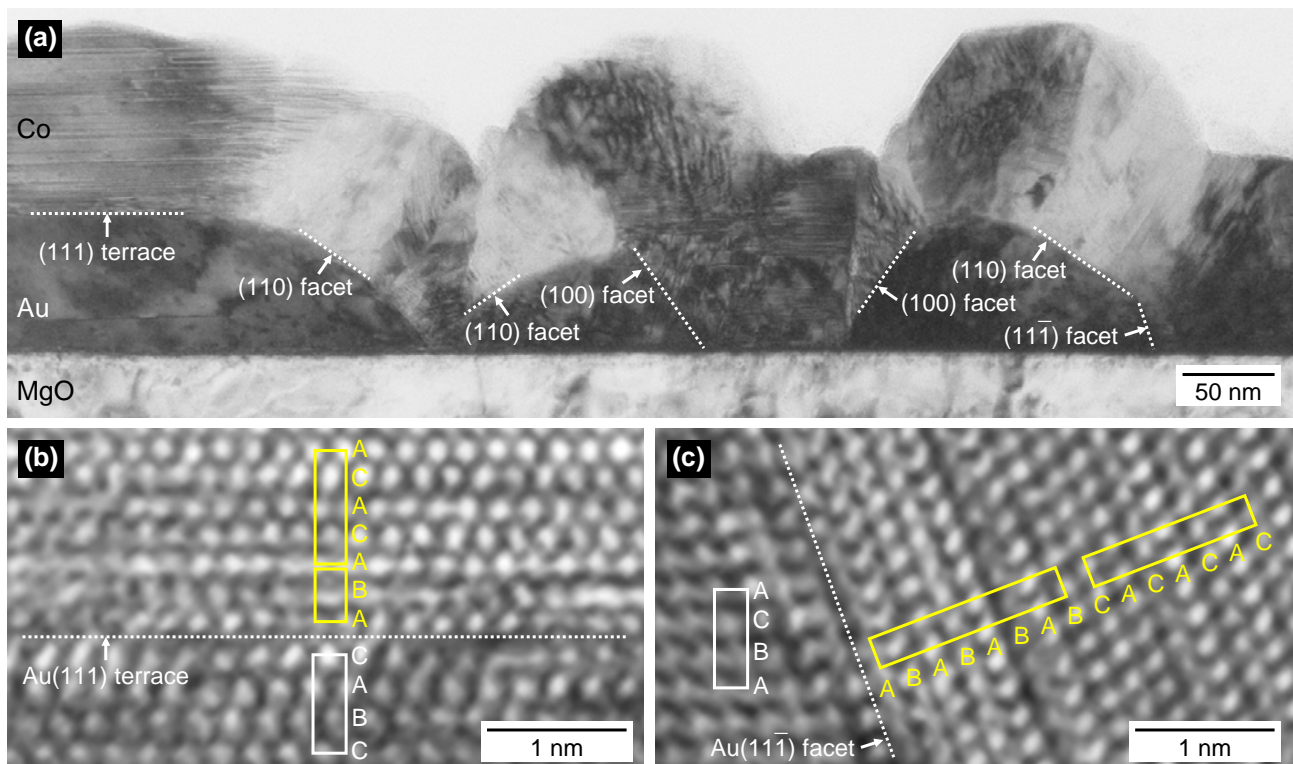
Mitsuru Ohtake and Masaaki Futamoto

(Chuo Univ.)

**はじめに** 磁性薄膜デバイスでは、磁性層の結晶配向制御などを目的に非磁性下地層が用いられる。近年の垂直磁気記録用の Co 基合金グラニューラ媒体では、下地層の起伏も活用することにより、磁性結晶粒のサイズや分布の制御を行っている。しかしながら、下地層起伏が大きくなると、ファセットなどの基板面と平行な結晶面以外にも表面に存在することになり、磁性層の結晶成長に影響を及ぼすことが考えられる<sup>1,2)</sup>。本研究では、基板面と平行なテラスが(111)であり、ファセットとして(11 $\bar{1}$ )や(110)を持つ Au 下地層上に Co 薄膜を形成し、下地層形態と膜成長の関係を調べた。

**実験方法** 膜形成には超高真空分子線エピタキシー装置を用いた。MgO(111)単結晶基板上に 500 °C でヘテロエピタキシャル成長させることにより上述のファセットを持つ Au 下地層を形成し、その上に 300 °C で 100 nm 厚の Co 膜を形成した。構造解析には、RHEED, XRD, AFM, TEM, SAED を用いた。

**実験結果** Fig. 1(a)に Au 下地層上に形成した Co 膜の断面 TEM 像を示す。Au 下地層は(111)テラスに加え、(11 $\bar{1}$ )や(110)、(100)などのファセットを形成しており、テラスおよび各ファセット上において結晶方位の異なる Co 結晶が成長していることが分かる。Fig. 1(b)に Au(111)テラス上に形成された Co 結晶の HR-TEM 像を示す。ABAB $\cdots$  (もしくは ACAB $\cdots$ ) 積層を基本とする hcp(0001)結晶が形成されていることが分かる。Fig. 1(c)に Au(11 $\bar{1}$ )ファセット上に形成された Co 結晶の HR-TEM 像を示す。ファセット表面と平行に hcp(0001)結晶が形成されており、その結果、Co 結晶の c 軸が面直方向から約 60°傾いてしまっていることが分かる。当日は、(110)や(100)ファセット上に形成された Co 結晶の構造解析結果についても報告する。



**Fig. 1** (a) Cross-sectional TEM image observed for a Co/Au film deposited on MgO(111) substrate. [(b), (c)] HR-TEM images of Co crystals formed on (b) Au(111) terrace and (c) Au(11 $\bar{1}$ ) facet.

- 参考文献** 1) M. Takahashi and S. Saito: *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**, 2868 (2008).  
2) M. Ohtake, K. Kobayashi, and M. Futamoto: *IEEE Trans. Magn.*, **48**, 3207 (2012).

# FeRh/BaTiO<sub>3</sub> ヘテロ構造において電界が磁気秩序に与える影響

飯島諒介、鈴木一平、伊藤満、谷山智康  
(東工大)

Electric field effect on magnetic phase in FeRh/BaTiO<sub>3</sub> heterostructures

R. Iijima, I. Suzuki, M. Itoh, T. Taniyama  
(Tokyo Tech.)

## はじめに

CsCl 型 FeRh 合金は、室温で反強磁性を示し 380 K 付近で強磁性へと磁気転移する特異な物質として知られている。我々はこれまでにエピタキシャル FeRh/BaTiO<sub>3</sub> (BTO)ヘテロ構造において、BTO の構造相転移に伴う界面歪みが強磁性-反強磁性転移を誘起することを報告してきた[1]。また、FeRh の磁気秩序を電界で制御しようという試みも報告されている[2]。本発表では、FeRh を BTO(001)基板上に成膜し、電圧印加により誘起される BTO の強誘電ドメイン変調と、それに伴う界面歪みが FeRh の磁気特性に与える影響について調査した結果について報告する。

## 実験方法

FeRh/BTO(001)ヘテロ構造を、Fe、Rh の同時蒸着による MBE 法を用いて BTO(001)単結晶基板上に作製した。300 K における磁化の磁場依存性、およびその電界効果を縦磁気光学 Kerr 効果により測定した。磁場は面内で BTO(100)方向に印加した。電界を薄膜面に対して垂直方向に印加しながら磁化の磁場依存性を測定することで電界効果について調査した。また、BTO の誘電ドメイン状態を初期化するために、450 K で磁化を飽和させた後、ゼロ磁場、ゼロ電場のもとで 300 K まで冷却し、種々の電圧で磁化の磁場依存性を測定した。

## 実験結果

初めに FeRh/BTO ヘテロ構造試料の磁気特性を明確にするために、磁化の温度依存性を評価した。その結果、400 K からの降温過程において、強磁性-反強磁性転移を示す磁化の減少が観測された。一方で、300 K においては完全な反強磁性状態ではなく、強磁性、反強磁性領域の共存状態であることが分かった。その試料に対して、電圧を印加した際の磁化曲線の変化を Fig. 1(a)に示す。電圧 100 V を印加することにより保磁力が減少していることが分かる。また、保磁力と電圧の関係 (Fig. 1(b)) から、電圧印加に伴う保磁力の変化が 20 V 程度で飽和することが分かる。この電圧印加に伴う保磁力の減少は、接合界面において電界印加に伴い BTO の強誘電 a-c ドメイン境界が移動し、c ドメインの領域が増大することにより、結果として FeRh 薄膜に圧縮歪みが印加され、FeRh の反強磁性領域が拡大したことに起因すると理解される。当日は、電界により誘起される強磁性-反強磁性転移の振る舞いについてより詳細な結果に基づいて議論する予定である。

## 参考文献

- 1) I. Suzuki, et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 022401 (2014).
- 2) R.O.Cherifi, et al., Nature Mater. **13**, 345 (2014).

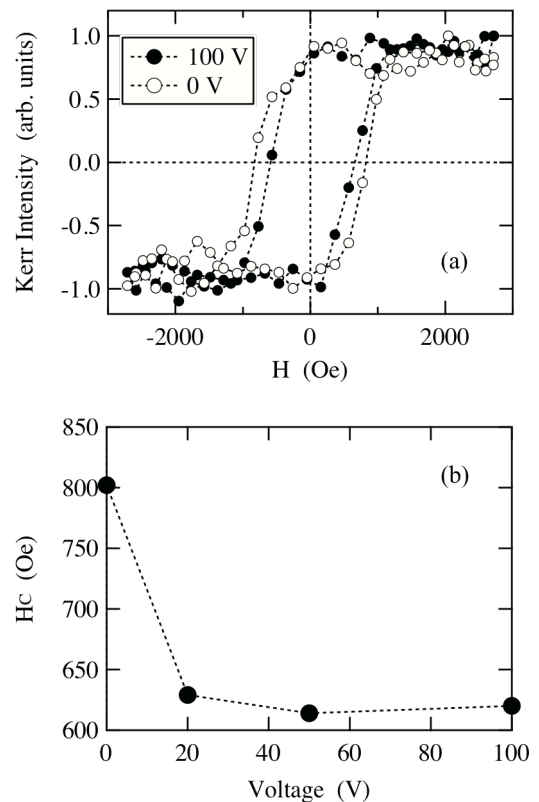


Fig. 1 (a) 電圧印加時および無印加時における FeRh/BTO の磁化曲線, (b) 保磁力の印加電圧依存性

## 基板相転移に伴う強磁性 Pd(100) 超薄膜の磁性の変化 II

櫻木俊輔, 小川智之\*, 佐藤徹哉  
(慶應大, \* 東北大院工)

Change in magnetism of ferromagnetic Pd(100) ultra thin film by phase transition of the substrate II

S. Sakuragi, T. Ogawa\*, and T. Sato  
(Keio Univ., \*Eng. Tohoku Univ.)

## 1 はじめに

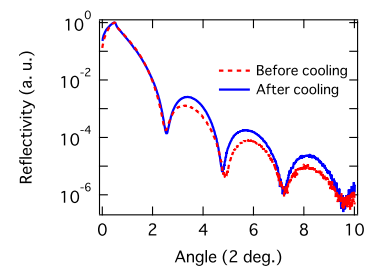
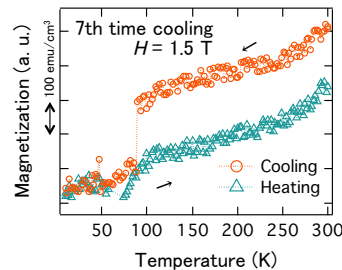
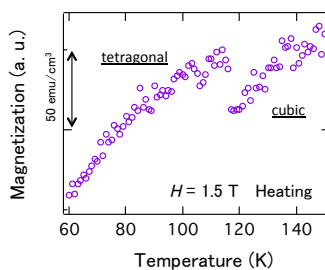
近年、講演者らは SrTiO<sub>3</sub>(100) 基板上にエピタキシー成長した Pd 超薄膜中に、Ni をも凌駕するほどの自発磁化が膜厚に依存して振動的に現れることを示した<sup>1)</sup>。この振動現象の周期は第一原理計算による予想と完全に一致しており、超薄膜化により生じた *d* 電子の量子井戸状態に由来したバンドが Pd のフェルミエネルギー付近に周期的に現れることにより説明可能である。位相シフト量子化則によれば、金属中の量子井戸状態は膜厚の変化および、超薄膜中の電子の運動量や基板/薄膜界面のポテンシャル障壁の大きさに由来して変調されることが理解されている<sup>2)</sup>。よって、超薄膜への歪みの印加による膜厚の変化や、積層状態の変化に伴う界面電子状態の変化により量子井戸状態が変調されれば、Pd(100) 超薄膜中の磁性にも変化が生じることが予想される。そこで本研究では、SrTiO<sub>3</sub> が約 105 K で構造相転移を生じることを利用し、相転移点前後で生じる SrTiO<sub>3</sub>/Pd 界面の変化に起因した Pd(100) 超薄膜の磁性変化について調査を行った。

## 2 実験方法

超高真空中にて、TiO<sub>2</sub> ステップ-テラス表面を有する SrTiO<sub>3</sub>(100) 基板上に Pd をエピタキシー成長させた。それを超高真空チャンパーとフランジ接続された石英管に一度も大気に曝すことなく封入し、SQUID 磁力計を用いることで低温から室温までの磁化の温度依存性を測定した。冷却に伴う Pd の構造の変化を X 線反射率法 (XRR) を用いることで調べ、膜構造の変化と磁性の関係性を議論した。

## 3 結果および考察

SrTiO<sub>3</sub>(100) 上の Pd(100) 超薄膜について磁化の温度依存性測定を行ったところ、SrTiO<sub>3</sub> の相転移温度付近において Pd の磁化に顕著な変化が観測された (Fig. 1)。この変化の傾向が冷却の回数に依存して不可逆に変化することから、冷却・昇温に伴い SrTiO<sub>3</sub>/Pd の構造が不可逆に変化していることが示唆された。試料を室温から 10 K まで 6 回冷却した後に測定した磁化の温度依存性の結果を Fig. 2 に示す。冷却過程において 100 K 付近に磁化の大きな変化が見られるが、昇温過程において磁化の変化は観測されず、また昇温後に Pd の自発磁化が消失していることが分かった。この試料と同様の温度サイクルを施した試料について冷却前後における XRR 測定を行ったところ、プロファイルに明瞭な差が観測された (Fig. 3)。これは、冷却を繰り返し行うことで SrTiO<sub>3</sub>/Pd 膜の構造に変化が生じたことを示唆する。温度変化による膜構造の変化の要因として、Pd と SrTiO<sub>3</sub> の比熱の違いやアンチフェーズドメインにて生じた膜構造の劣化が考えられ<sup>3)</sup>、界面構造の変化に伴うデッドレイヤーの形成および積層状態の変化により量子井戸状態が変調され、Pd の磁化に影響が与えられたと予想される。また、冷却・昇温の繰り返しにより膜構造が大幅に劣化し、Pd 中の量子井戸状態が保たれなくなった際に自発磁化が消失したと考えられる。



**Fig. 1** Temperature dependent magnetization  
**Fig. 2** Magnetic properties after repetition by cooling

**Fig. 3** Result of XRR before and after cooling

## References

- 1) S. Sakuragi et al.: *Phys. Rev. B*, **90**, 3078 (2014).
- 2) T.-C. Chiang: *Surf. Sci. Rep.*, **39**, 181 (2000).
- 3) F. He, B. O. Wells, S. M. Shapiro, M. v. Zimmermann, A. Clark, and X. X. Xi: *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 123 (2003).

# Nb:SrTiO<sub>3</sub> 上の Pd(100)超薄膜の電圧印加による磁性への効果

糸谷良, 櫻木俊輔, 佐藤徹哉  
(慶大理工)

Effect on magnetism by voltage application to Pd(100) ultra-thin film on Nb-doped SrTiO<sub>3</sub>  
Ryo Itotani, Shunsuke Sakuragi and Tetsuya Sato  
(Fac. of Sci. and Tech., Keio Univ.)

## はじめに

Pd(100)超薄膜が膜厚に対して振動的に強磁性を発現することは、第一原理計算および SrTiO<sub>3</sub> を基板として用いた実験によって確認されている<sup>1)</sup>。これは薄膜に現れた量子井戸状態に起因するものであり、薄膜界面における散乱位相シフトが量子井戸の形成に関わっている。散乱位相シフトは、薄膜外への電子のしみ出しとして考えられ、その度合いを変えることで量子井戸状態を変調でき、結果として Pd の磁氣的性質に変化が生じることが期待される。

本研究では基板に Nb ドープした SrTiO<sub>3</sub>(NSTO)を用い、Pd/NSTO 界面に形成されるショットキー接合により量子井戸の変調を目指す。ショットキー障壁幅はバイアス電圧により変化させることが可能であり、これを利用して NSTO 側の位相シフトを変調させる。

## 実験方法

MBE 法を用いて NSTO(100)基板の上に Pd(100)超薄膜をエピタキシャル成長した。これを超高真空チャンバーに接続された石英管に封入し、SQUID 磁力計でその磁化の大きさを測定した。またこれとは別に、Ti/Au 電極を真空蒸着した Pd(100)/NSTO 試料を作製し、その電流-電圧特性を評価した。

## 実験結果

Pd(100)/NSTO の磁気測定から得られた、Pd の単位原子あたりの磁化と膜厚の関係を Fig.1 に示す。SrTiO<sub>3</sub> を基板として用いた実験<sup>1)</sup>と比較すると、ピークを示す膜厚がずれる。これは、Nb をドープしたことにより界面状態が異なったためだと考えられる。また Fig.2 のショットキー特性より、Pd/NSTO 界面にはショットキー障壁が存在する。今後は、ショットキー障壁の制御によって位相シフトを変え、磁性の変調を試みる。

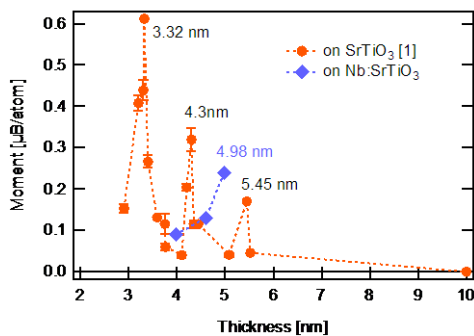


Fig.1 Thickness-dependent magnetic moment per Pd atom with different substrates (at 300 K).

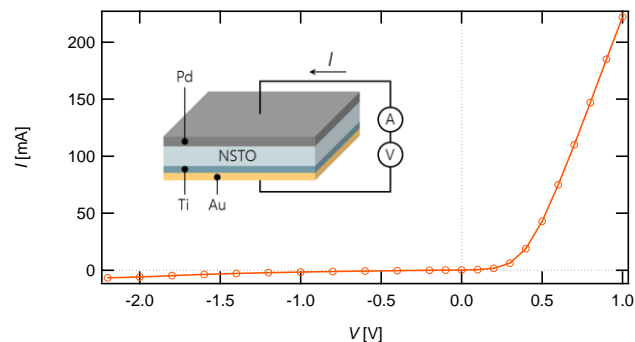


Fig.2 I-V characteristics of Pd/NSTO junction (inset: Schematic diagram of the sample).

## 参考文献

- 1) S. Sakuragi et al., Phys. Rev. B **90**, 054411 (2014).

## STM 原子操作による単一有機分子の電子スピン状態の制御

太田奈緒香<sup>1</sup>、中島脩平<sup>1</sup>、N. K. M. Nazriq<sup>1</sup>、中村浩次<sup>2</sup>、山田豊和<sup>1</sup>  
(千葉大院融合<sup>1</sup>、三重大工<sup>2</sup>)

Control of electric spin states of single organic molecules with STM atom manipulation  
Naoka Ohta<sup>1</sup>, Shuhei Nakashima<sup>1</sup>, N. K. M. Nazriq<sup>1</sup>, Kohji Nakamura<sup>2</sup>, Toyo Kazu Yamada<sup>1</sup>  
(Chiba Univ.<sup>1</sup>, Mie Univ.<sup>2</sup>)

走査トンネル顕微鏡 (STM) は、探針を使って試料形状および電子状態を原子レベルの空間分解能で測定できる顕微鏡である。超高真空中で磁性膜を W 探針にコートすることで磁性探針が得られる。磁性探針を用いる STM をスピン偏極 STM とよぶ。磁気力顕微鏡 (MFM) と異なり、探針-試料間のスピン偏極トンネル電流を検出するため、試料の電子スピン状態分光測定できる。反強磁性膜を用いることで漏れ磁場の無い理想的な磁性探針とする [1]。

このスピン偏極 STM の技術を用いて、1 個の非磁性  $\pi$  電子系単一有機分子を介する伝導を計測したところ磁気抵抗が確認された [2]。この磁気抵抗の極性は、分子を挟む磁性電極を変えることで変化した [3]。磁性基板上的単一有機分子の STM 分光測定の結果、原因は、分子の  $\pi$  電子状態と基板の d 電子状態の強い結合に伴い発現する新たなスピン偏極状態にあると分かってきた [4, 5]。

本研究で我々は、 $\pi$ -d 電子状態結合を直接 STM 分光観察し、分子を介する磁気伝導の解明を目指す。 $\pi$ -d 電子結合を直接見るため、原子レベルで平坦・清浄化した貴金属基板上に、単一有機分子と単一磁性原子を同時に吸着させた。STM 探針を用いて原子を動かし分子へ接近させていく。分子の横、さらに分子の側鎖の上、分子の中央に原子をのせることに成功した (物理吸着)。それぞれの状態で STM 分光測定を行い、分子内の各位置での局所電子スピン状態測定を行った。測定は全て、超高真空中、極低温で行った。得られた結果を第一原理計算の結果と比較検討した [6]。

また、貴金属でなく磁性基板上に吸着した非磁性  $\pi$  電子系分子に、STM 探針を用いて基板の磁性原子を注入することにも成功した (化学吸着)。注入後の分子の局所電子スピン状態測定結果と第一原理計算結果も原子注入されたことを示した。詳細を報告する [7]。

### 参考文献

- [1] T. K. Yamada and A. L. Vazquez de Parga, Appl. Phys. Lett. 105 巻, pp.183109, 2014 年.
- [2] S. Schmaus, T.K. Yamada, W. Wulfhekel, et al., Nature Nanotechnology, 6 巻, pp.185, 2011 年. .
- [3] A. Bagrets, S. Schmaus, T.K. Yamada, W. Wulfhekel, et al., Nano Letters, 12 巻, pp.5131, 2012 年.
- [4] Y. Yamagishi, S. Nakashima, K. Oiso and T. K. Yamada, Nanotechnology, 24 巻, pp.395704, 2013 年.
- [5] S. Nakashima, Y. Yamagishi, K. Oiso, T. K. Yamada, Jpn. J. Appl. Phys. 52 巻, pp.110115, 2013 年.
- [6] T. K. Yamada, S. Nakashima, N. Ohta, N. K. M. Nazriq, and K. Nakamura, in preparation.
- [7] T. K. Yamada, N. Ohta, S. Nakashima, K. Nakamura, and A. L. Vazquez de Parga, in preparation.



# 逆ペロブスカイト窒化物交換結合膜における電流駆動磁化スイッチングの成長方位依存性

安藤 弘紀、黒木 庸次、羽尻 哲也、植田 研二、浅野 秀文  
(名大院工)

Growth orientation dependence of current induced magnetization switching in exchange-coupled antiperovskite nitride bilayers

H. Ando, Y. Kuroki, T. Hajiri, K. Ueda, H. Asano  
(Nagoya Univ.)

## はじめに

近年、スピントランスファートルクは強磁性体のみならず、反強磁性体にも働き、その臨界反転電流密度 ( $I_c$ ) は約  $10^5$  A/cm<sup>2</sup> と小さな値を示すことが理論予測されている[1]。そのため我々は  $I_c$  低減に向けて逆ペロブスカイト窒化物磁性体であるハーフメタル強磁性体  $\text{Co}_3\text{FeN}$  と反強磁性体  $\text{Mn}_3\text{GaN}$  に注目してきた[2, 3]。これまでに  $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$  エピタキシャル積層膜において、異方性磁気抵抗(AMR)効果を用いた電流駆動磁化スイッチングを報告している。しかし  $\text{Mn}_3\text{GaN}$  の反強磁性は Mn イオンの磁気モーメントが(111)面内で正三角形に配列することで発現するため、本研究では  $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$  エピタキシャル積層膜の電流駆動磁化スイッチングについて調査したので報告する。

## 実験方法

反応性マグネトロンスパッタ法により  $\text{MgO}(001)$  sub./ $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)$ (20 nm)/ $\text{Co}_3\text{FeN}(001)$ (5 nm)及び、 $\text{MgAl}_2\text{O}_4(111)$  sub./ $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)$ (25 nm)/ $\text{Co}_3\text{FeN}(111)$ (7 nm)積層構造の作製を行った。MR 測定は試料を細線(80 x 20  $\mu\text{m}$ )状に加工し、325 K で  $H_{\text{FC}} = +10$  kOe の外部磁場中で 30 分間保持した後、外部磁場を印加したまま 4 K まで冷却した後、測定電流  $I = 0.1$  mA と測定磁場  $H(// H_{\text{FC}})$ を平行にして行った。

## 実験結果

$\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$ 積層膜と  $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$ 積層膜の AMR 曲線を Fig. 1-1,1-2 にそれぞれ示す。交換バイアスによる  $H_{\text{FC}}$  の反対方向へのシフトが明瞭に観測され(Fig. 1-1(a), 1-2(a))、この時の AMR 比は負であることから、 $\text{Co}_3\text{FeN}$  が大きなスピン分極率を有していることが示唆される[4]。  $H_a = -5$  kOe の外部磁場中で反転電流( $I_a$ )を 1 秒間流した後 AMR 曲線を測定したところ、 $I_a$  が大きくなるに従い交換バイアスが正磁場側にシフトし、Fig. 1-1 では  $I_a = 3$  mA ( $I_c \approx 6 \times 10^5$  A/cm<sup>2</sup>)、Fig. 1-2 では  $I_a = 2$  mA ( $I_c \approx 2.4 \times 10^5$  A/cm<sup>2</sup>) で完全に反転した(Fig. 1-1(b)-(e), 1-2(b)-(e))。Fig. 2 には AMR 曲線から求めた交換結合磁界 ( $H_{\text{ex}}$ ) の  $I_a$  依存性を示す。飽和するときの挙動が(001)積層膜では緩やかであるのに対し、(111)積層膜では急峻である。このことと(111)積層膜で  $I_c$  が(001)積層膜より小さい原因は、 $\text{Mn}_3\text{GaN}/\text{Co}_3\text{FeN}$  界面において、 $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)$ 膜と  $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)$ 膜では  $\text{Co}_3\text{FeN}$  との界面スピン配列が異なることと対応していると考えられる。

## 参考文献

- [1] A. S. Nunez *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 2941 (2006).
- [2] H. Sakakibara *et al.*, IEEE Trans. Magn. **50**, 2600404 (2014).
- [3] H. Tashiro *et al.*, J. Koran Phys. Soc. **63**, 299 (2013).
- [4] S. Kokado *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 024705 (2012).

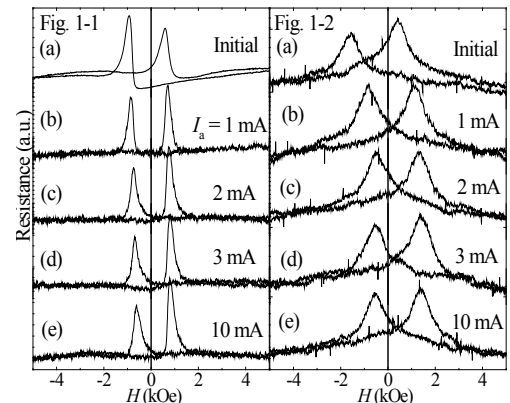


Fig. 1-1,1-2. AMR curves for  $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$  (left) and  $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$  (right) measured at 4 K (a) initial state and (b) - (e) after flowing  $I_a$  with  $H_a = -5$  kOe.

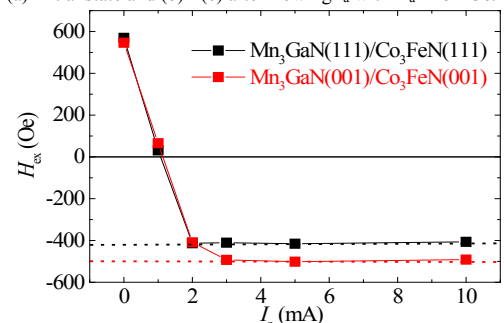


Fig. 2.  $H_{\text{ex}}$  of  $\text{Mn}_3\text{GaN}(111)/\text{Co}_3\text{FeN}(111)$  (black line) and  $\text{Mn}_3\text{GaN}(001)/\text{Co}_3\text{FeN}(001)$  (red line) plotted against  $I_a$ .

# 異方性磁気抵抗効果を用いたホイスラー合金 ハーフメタル強磁性／反強磁性 Fe<sub>2</sub>CrSi/Ru<sub>2</sub>MnGe 積層膜の研究

羽尻哲也, 松下将輝, 植田研二, 浅野秀文  
(名大工)

Anisotropic magnetoresistance study of Heusler-type half-metal ferromagnet and antiferromagnet  
Fe<sub>2</sub>CrSi/Ru<sub>2</sub>MnGe bilayer thin films  
T. Hajiri, M. Matsushita, K. Ueda, and H. Asano  
(Nagoya Univ.)

## はじめに

近年, スピン偏極電流が強磁性体だけでなく反強磁性体にも作用し, 反強磁性体の磁気配列を変えうる事が報告されたことより [1,2], スピン偏極電流を用いた磁化スイッチングが注目を集めている。その際, 反強磁性相の磁化スイッチングに必要な臨界電流は強磁性に作用する場合よりも  $10^{-1}$ ~ $10^{-2}$  以上小さい事が予想されている [1]。反強磁性相に作用する磁化反転を観測する方法として, 交換結合した強磁性／反強磁性積層膜の異方性磁気抵抗 (AMR) 効果を用いる方法が提案されている [3]。一方で, AMR は強磁性体のハーフメタル性に関する重要な情報を含む [4]。そこでホイスラー合金で最も高いネール温度を持つ Ru<sub>2</sub>MnGe [5]と, 同じホイスラー合金ハーフメタル強磁性 Fe<sub>2</sub>CrSi の積層膜の作成を行ない, AMR 測定を行なった。

## 実験方法

ホイスラー合金 Fe<sub>2</sub>CrSi および Ru<sub>2</sub>MnGe は DC マグネトロンスパッタリングにより成膜を行なった。交換結合は 350 K で  $H = +10$  kOe の外部磁場中で 30 分間保持した後, 外部磁場を印加したまま 4 K まで冷却する事で得た。MR 測定および電気抵抗測定は 4 端子法を用いた。

## 実験結果

Fig.1 に交換結合した Fe<sub>2</sub>CrSi(10 nm)/Ru<sub>2</sub>MnGe (20 nm)積層膜の  $T = 4$  K における AMR 曲線を示す。磁場と電流の相対角が平行 ( $//H$ ) および垂直 ( $\perp H$ ) それぞれで, 保磁力 ( $H_c \sim 700$  Oe) に起因するピークを観測した。また Fig.1(b)に示すようにそのピーク位置に注目すると,  $//H$  のピークは  $\perp H$  のピークに比べマイナス方向にシフトしており, FM/AFM 交換結合による磁場中冷却の反対方向へのシフト ( $H_{eb} \sim 180$  Oe)を観測した。また交換結合した Fe<sub>2</sub>CrSi/Ru<sub>2</sub>MnGe 積層膜の比の角度依存性の測定も行い,  $H = 4000$  Oe において約-1.0%の AMR 比を得た。

一方で, Ru<sub>2</sub>MnGe 薄膜の電気抵抗-温度曲線において  $T = 380$  K 近傍にピークが現れる事を見出した。このピークはネール温度に関連すると考えられ [6], 以前の報告 ( $T_N = 353$  K [5]) よりもさらなるネール温度の上昇が期待される。

## 参考文献

- 1) A. S. Nunez *et al.*, Phys. Rev. B **73**, 214426 (2006).
- 2) X. L. Tang *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 122504 (2007).
- 3) H. Sakakibara *et al.*, J. Appl. Phys. **117**, 17D725 (2015).
- 4) S. Kokado *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 024705 (2012).
- 5) N. Fukutani *et al.*, IEEE Trans. Magn. **48**, 3211 (2012).
- 6) R. Asai *et al.*, J. Phys. Condens. Matter **15**, L463L468 (2003).

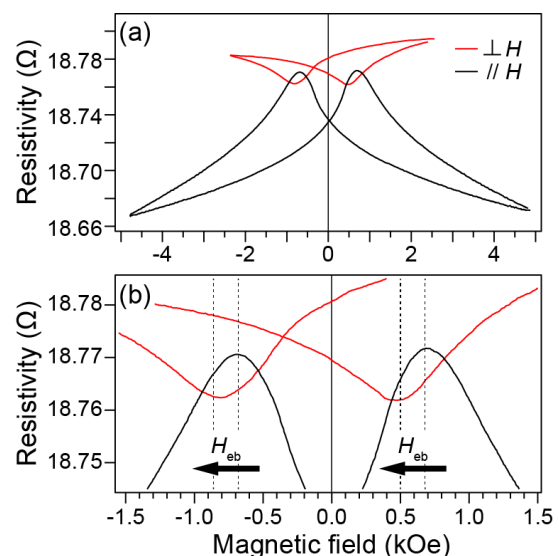


Fig.1 Anisotropic magnetoresistance curves of RMG/FCS exchange-coupled bilayers.

## Ni<sub>2</sub>MnAl/*X* (*X*: Fe, Co, Co<sub>2</sub>MnSi) 積層膜における交換結合磁界の評価

土屋朋生, 杉山知子, 窪田崇秀, Teodor Huminiuc\*, 廣畑貴文\*, 高梨弘毅  
(東北大学金属材料研究所, \*ヨーク大学)

### Exchange bias field of epitaxially grown Ni<sub>2</sub>MnAl/*X* bilayers (*X*: Fe, Co, Co<sub>2</sub>MnSi)

Tomoki Tsuchiya, Tomoko Sugiyama, Takahide Kubota, Teodor Huminiuc, Atsufumi Hirohata and Koki Takanashi  
(Institute for Materials Research, Tohoku Univ., \* The University of York)

#### 緒言

ハードディスクドライブ (HDD) の磁気センサや磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) などのスピントロニクスデバイスにはスピンバルブ構造が用いられている。スピンバルブ中の反強磁性体は交換磁気異方性により隣接する強磁性層の磁化の固定する役割を担っている。Mn<sub>3</sub>Ir は高交換結合磁界と高ブロッキング温度を両立する魅力的な材料であるため、スピンバルブ構造に広く用いられているが、Ir は希少金属であり、元素戦略的な観点から使用量の削減が望まれる。Mn<sub>3</sub>Ir を代替する材料として反強磁性体のホイスラー合金に着目した。反強磁性ホイスラー合金は、Co-Fe 合金やハーフメタルホイスラー合金などのスピン偏極率が高い強磁性体材料と格子整合性が良く特性の向上が期待できる。他方、反強磁性ホイスラー合金を用いた交換バイアス効果の研究は少なく、系統的な実験による知見の蓄積が必要である。本研究では、反強磁性ホイスラー合金の中でも比較的ネール温度が高い *B2* 構造の反強磁性体ホイスラー合金 Ni<sub>2</sub>MnAl [1]を用い、種々の強磁性材料 *X* (*X*: Fe, Co, Co<sub>2</sub>MnSi) とのエピタキシャル積層薄膜を作製し、その結晶構造、磁気特性を系統的に調査することを目的とした。

#### 実験方法

薄膜試料は MgO(100)単結晶基板上に DC マグネトロンスパッタ法を用いて作製した。Ni<sub>2</sub>MnAl の膜厚は 100 nm とし、成膜温度を室温から 600°C の範囲で変化させた。Ni<sub>2</sub>MnAl 薄膜上に強磁性体の *X* (*X*: Fe, Co, Co<sub>2</sub>MnSi) とキャップ層の Al をそれぞれ 3 nm、室温で成膜した。Co<sub>2</sub>MnSi を積層させた試料のみ、Ni<sub>2</sub>MnAl 層の成膜温度は室温で固定し、キャップ層成膜後に真空中で 1 T の磁場を印加しながらポストアニールを行った。ポストアニールの温度は 300 °C、又は、400、500°C とした。Ni<sub>2</sub>MnAl 薄膜の組成はコスパッタ法により化学量論組成に調整し、他の材料は単体又は合金のターゲットを用いて作製した。結晶構造は X 線構造回折法 (XRD)、磁気特性は超伝導量子干渉磁束計 (SQUID) により測定した。

#### 結果

XRD の結果から、室温から 600°C の成膜温度で *B2* 構造の Ni<sub>2</sub>MnAl が、MgO (100)単結晶基板上に(001)配向でエピタキシャル成長していることが確認された。全ての強磁性層との積層構造において、交換磁気異方性による磁化曲線のシフトが測定温度 10 K で観察された。作製した試料で最も大きい交換結合磁界  $H_{\text{ex}}$  が確認された試料は、Co<sub>2</sub>MnSi を積層させた後に 400°C でポストアニールを行った試料であり、その大きさは 163 Oe であった。一軸磁気異方性エネルギー  $J_k$  は強磁性層が Co<sub>2</sub>MnSi の時に 0.04 erg/cm<sup>2</sup>、Fe の時に 0.03 erg/cm<sup>2</sup>、Co の時に 0.02 erg/cm<sup>2</sup> であった。 $J_k$  の強磁性材料依存性について、強磁性層と Ni<sub>2</sub>MnAl との間の格子不整合度の差が一つの要因となり得ると考えられる。

#### 謝辞

本研究の一部は JST 国際科学技術共同研究推進事業 (SICORP-EU, HARFIR) および新素材共同研究開発センター共同利用研究 (課題番号: 15G0413) の支援を受けて行われた。

#### 参考文献

- [1] X. Y. Dong, et al., J. Cryst. Growth 254, 384 (2003).

# リアクトルのエアギャップ部における磁束フリンジ現象の解析

木島剛  
(JFEスチール)

Analysis on the Magnetic Flux Fringing Phenomenon at Air Gap Portion of a Reactor  
Gou Kijima, Misao Namikawa  
(JFE Steel)

## 1. はじめに

リアクトルでは磁気飽和抑制を目的として、鉄心の脚部にエアギャップが挿入される。エアギャップでは磁気抵抗を減らすべく、磁束の通過する断面積を鉄心の断面積よりも大きくしようとして磁束が膨らむ。この現象は磁束のフリンジング(fringing)と呼ばれ、幾何学的な仮定からフリンジング幅はエアギャップ長の半分であると見積もられることが多い。一方で、エアギャップ付近では磁束の集中に起因した漏洩磁束が発生するため、測定した磁束をフリンジング磁束と漏洩磁束に区別することは原理的に難しい。そのため磁束のフリンジング幅はリアクトルの損失やインダクタンスなどの性能に大きな影響を及ぼすにも関わらず、これまで定量的に評価されてはこず、どのような因子に影響されているのかも明確にされてこなかった。

そこで本研究は2D-電磁気FEMシミュレーションを実施すると同時に電磁気学的な議論を行い、磁束のフリンジングの大きさが何に影響されているかを解析した。

## 2. 計算方法

本研究では磁束のフリンジングの大きさを、鉄心端部を通過する磁束のフラックスラインが最も鉄心と離れた時の距離として定義する(図1)。

図2に示すモデルを用いて、2D-電磁気FEMシミュレーションを実施した。その際、エアギャップ部の長さを1.0mmから3.0mmまで変化させて、磁束のフリンジングの大きさを評価した。また、コイル(銅)は脚部周りに35turns巻かれているものとし、そこに直流150Aの電流が流れているとした。鉄心素材の特性は6.5%珪素鋼のものを用いた。

## 3. 結果と考察

図3に計算によって求めたフリンジング幅とエアギャップ長の関係を示す。これを見ると、エアギャップ長が大きくなるほど、フリンジング幅も大きくなる。だが、フリンジング幅の大きさは、幾何学的な仮定に基づく見積もり(=エアギャップ長の半分)よりは明らかに小さい。そこでMaxwellの方程式を基に、エアギャップ中の磁束の流れを対象として解析的にフリンジング幅を導出したところ、以下の式(1)を得た(導出方法の詳細は発表にて報告)。この式は、FEM計算によって得られた結果と良い一致を示した(図3)。また式(1)によると、フリンジング幅はエアギャップ長のみならず、リアクトル脚部の幅にも影響されることがわかった。

$$L_f = \sqrt{\frac{\pi}{4A}} L_a^{\frac{1}{2}} L_g^{\frac{3}{2}} \quad \dots(1) \quad L_f: \text{磁束フリンジング幅} \quad L_a: \text{リアクトル脚部の幅} \quad L_g: \text{エアギャップ長} \quad A \text{は定数}$$

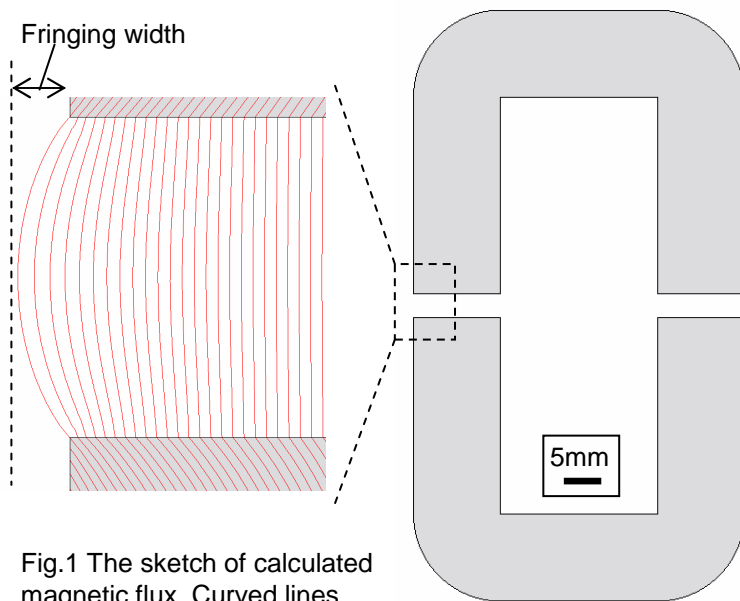


Fig.1 The sketch of calculated magnetic flux. Curved lines indicate flux line.

Fig.2 Simulation model of a reactor.

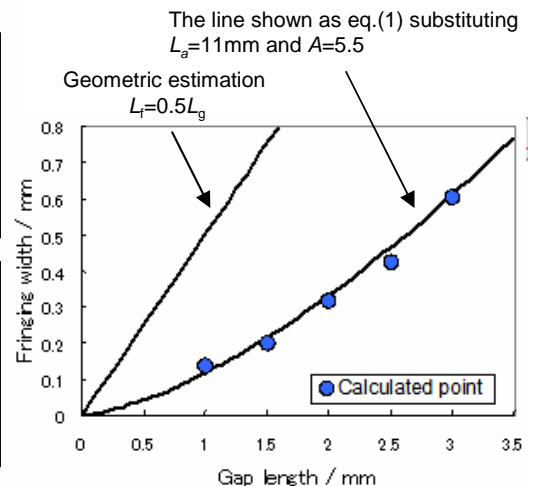


Fig.3 The relationship between fringing width and air gap length.

# MW 級 DC-DC コンバータ用高周波アモルファス トランスの巻線構成に関する考察

田中秀明, 中村健二, 一ノ倉理  
(東北大学)

Consideration of Winding Arrangement of High-frequency Amorphous Transformers for  
MW-class DC-DC Converters

H. Tanaka, K. Nakamura, O. Ichinokura  
(Tohoku University)

## はじめに

近年, 国内外で大容量洋上風力発電の導入が進んでいる。Fig. 1 は, 永久磁石同期発電機 (PMSG) を用いたシステムの一例であり, PMSG から得られた出力を一端整流し, 整流後に DC/AC 部で高周波の方形波電圧を生成し, これをトランスによって昇圧後, 再び整流して, 高圧直流送電 (HVDC) を行う。本システムでは, 高周波化によるトランスの小型化に加え, 送電距離が長い洋上風力発電において, HVDC による送電損失の低減が期待される。前稿では, この高周波トランスにアモルファス金属を用いることを提案し, トランスの小型化・高効率化が可能であることを示した<sup>(1)</sup>。

本稿では, 高周波化に伴う近接効果を抑制する巻線配置に関して, 解析および実験により検討を行った。

## 近接効果を抑制可能な巻線構成に関する考察

Fig. 2 に, 解析および実験に用いたアモルファストランスの形状・寸法と巻線配置を示す。同図(a)は通常配置であり, 1 次巻線と 2 次巻線が左右の脚に別々に施されている。一方, 同図(b)は 1 次巻線と 2 次巻線が 1 層毎交互に配置されている。Fig. 3 に, アモルファストランスの外観を示す。同図に示すように, 巻線は平角銅線を用いている。

Fig. 4(a)に, 有限要素法で求めた巻線抵抗の周波数依存性を示す。同図(b)は実測値である。これらの図を見ると, 1 次巻線と 2 次巻線を 1 層毎交互に配置することで, 高周波化に伴う巻線抵抗の増加を抑制できることが了解される。これは 1 次巻線と 2 次巻線を交互に並べることで, 各々の巻線からの漏れ磁束が打ち消され, 近接効果が抑制されたためである。なお, 通常配置における計算値と実験値の誤差は, 解析モデルの規模の制限から 2 次元解析となり, その結果, 電流密度の 3 次元分布を考慮できなかったためであると推察される。

## 参考文献

- 1) 田中, 中村, 一ノ倉, 電学研資 MAG-14-29 (2014)

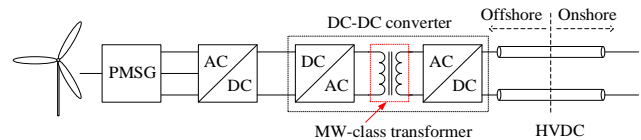


Fig. 1 An example of a system configuration of wind-power generation system using PMSG.

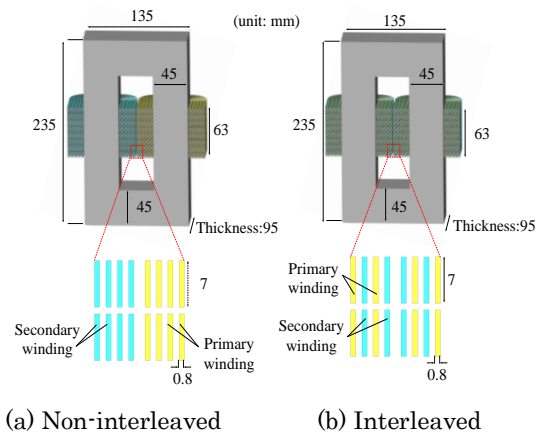


Fig. 2 Shape and winding arrangement of the test amorphous transformer.



Fig. 3 Appearance of the test amorphous transformer.

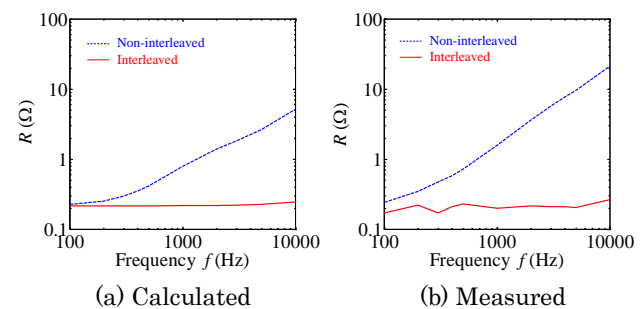


Fig. 4 Comparison of frequency dependence of the winding resistances of the amorphous transformer.



# カルボニル鉄/エポキシ複合材料バルクコアインダクタを用いた 1MHz スイッチング降圧 DC-DC コンバータの特性評価

上野敦也、杉村佳奈子、曾根原誠、佐藤敏郎、佐藤紘介\*  
(信州大学、\*長野県工業技術総合センター)

## Evaluation of 1 MHz switching DC-DC converter using Carbonyl-iron/epoxy composite bulk core inductor

A.Ueno, K.Sugimura, M.Sonehara, T.Sato, K.Sato  
(Shinshu Univ., \*Nagano Prefecture General Industrial Technology Center)

### はじめに

小型化と高効率化を両立する SiC GaN パワーデバイス MHz 帯スイッチング DC-DC コンバータの開発の機運が高まっている。それに付随して、コンバータ主回路のトランスやリアクトルに対しても 1MHz を越える高い周波数で動作することが求められるが、現在、数百 kHz 帯 DC-DC コンバータ用インダクタに多用されているダストコアや Mn-Zn フェライトコアの MHz 帯での応用可能性は今のところ不明であるのが実情である。一方、筆者らは、1.1 $\mu\text{m}$  径の微細なカルボニル鉄粉とエポキシ樹脂からなる複合材料<sup>(1)</sup> (以下、CIP/Epoxy と略す) を用いて高周波うず電流損の低減が期待される MHz 帯用バルクコアを試作した。

本稿では、CIP/Epoxy バルクコアを用いてパワーインダクタを作製し、Mn-Zn フェライトコアインダクタと比較して Si-MOSFET を用いた 1MHz スイッチング DCDC コンバータに適用した結果について述べる。

### 実験方法

CIP/Epoxy 複合材料は比透磁率が約 7.5 であり、ギャップレス磁心でインダクタを試作した。また、比透磁率 2300 の Mn-Zn フェライトコアを用いたインダクタではインダクタンスと直流重畳特性が複合材料磁心インダクタのそれらとほぼ同一となるよう巻数及びギャップ長を調整した。

Fig.1 に 1MHz スイッチング降圧 DC-DC コンバータの回路構成を示す。USB バス電源への応用をモチーフとして、18V 入力 -5V・2A 出力を電源仕様に設定し、Si-NMOSFET を主スイッチに、Si-SBD を還流ダイオードに用いた

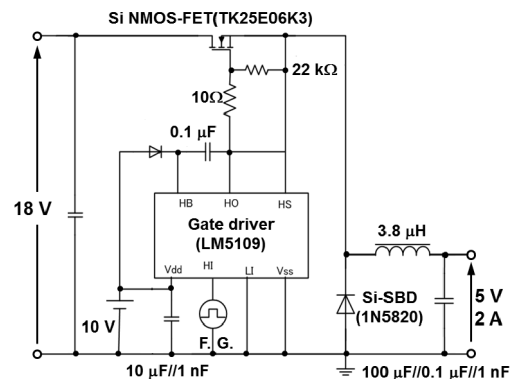


Fig.1 Circuit diagram

### 実験結果

Fig.2 に電力変換効率の出力電流特性を示す。5V・2A 出力時の効率は、CIP/Epoxy バルクコアインダクタを用いた場合が 87.1%、Mn-Zn フェライトコアインダクタを用いた場合は 86.1% となり、出力電流を広く変化させた場合においても CIP/Epoxy バルクコアインダクタを用いた方が効率が高いことが示された。また、5V・2A 出力時のインダクタ損失は Mn-Zn フェライトコアインダクタの場合が 278 mW、CIP/Epoxy バルクコアインダクタの場合が 243 mW であった。

### 参考文献

(1) Y. Sugawa et al., *IEEE Trans. Magn.*, 49 (7), 4172 (2013)

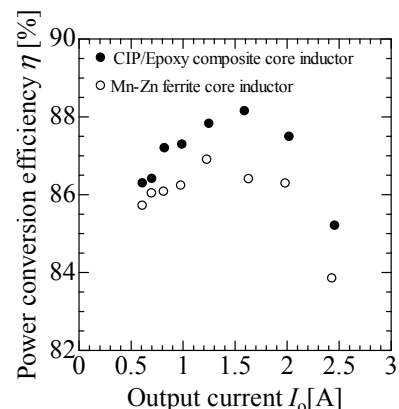


Fig.2 Output current  $I_o$  characteristic of power conversion efficiency

# 高周波 LC 発振器の基本特性とゲート駆動回路への応用

石橋 尚之, 魏 秀欽, 甲木 昭彦, 広川 正彦\*  
(長崎大, \*TDK)

Fundamental characteristics of high-frequency LC oscillator and its application to gate driver

N. Ishibashi, X. Wei, A. Katsuki, M. Hirokawa\*  
(Nagasaki University, \*TDK Corporation)

## はじめに

集積回路技術の進歩による電子機器の小型化に伴って、電源装置にも小型化が強く求められている。スイッチング周波数の高周波化を行う場合、高効率を得られる共振型コンバータが賞用される。その出力電圧は基本的にスイッチング周波数で制御されることから、自励型の LC 発振回路によるゲート駆動回路が提案されている。本稿では、最も基本的な発振周波数特性などについて検討したので報告する。

## LC 発振回路の発振周波数

実験回路を Fig. 1 に示す。MOSFET による自励型 LC 発振回路である。RC スナバ回路を構成するキャパシタンス  $C_1$  をパラメータに取って、抵抗  $R_1$  と発振周波数  $f_{osc}$  の関係を測定した結果が、Fig. 2 である。

文献 1) では発振周波数が式(1)で表されるとしている。

$$f_{osc} = 1/2\pi\sqrt{L(C_1 + C_{iss} + C_3)} \quad (1)$$

ここで、 $C_{iss}$  は MOSFET の入力容量である。Fig. 2 を見ると  $R_1$  によって  $f_{osc}$  が影響を受けていることが分かるが、式(1)では説明できない。

そこで、スナバ回路を RC 並列回路に等価変換して  $R_1$  の影響を  $C_1$  に反映させた結果が Fig. 3 である。実験結果と傾向は似ているが数値は大きく異なっている。式(1)から得られる数値は、Fig. 3 のグラフを左に延長した場合の漸近値である。

次に、逆伝達容量  $C_{rss}$  によるミラー効果の影響を考慮して  $C_{iss}$  を補正し、さらにインダクタに用いた直流電源用チョークコイルについて大振幅動作の影響を考慮して  $L$  を補正した場合の  $f_{osc}$  を、Fig. 4 に示す。Fig. 2 と大体一致していることが分かる。

## 外部負荷との結合回路

発振出力を外部スイッチ素子のゲート・ソース間に印加するために、片側のスナバ回路を結合回路に交換した場合の特性についても検討した。結合回路の定数を適当に選ぶと、発振回路をほぼ対称動作させることができる。

## 参考文献

- 1) P. Shamsi, et al., *IEEE Trans. Power Electron.*, Vol. 27, No. 8, pp. 3725-3733 (2012)

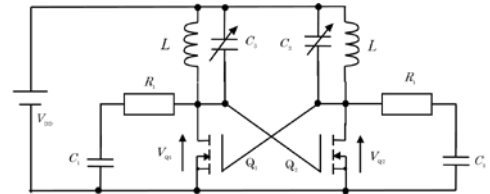


Fig. 1. High frequency LC oscillator for gate driver.

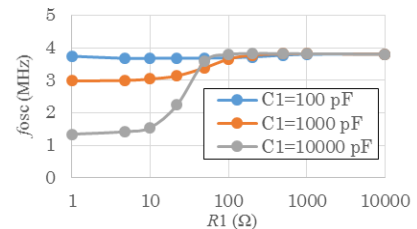


Fig.2. Measured data on oscillation frequency.

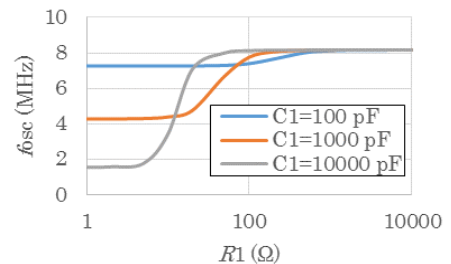


Fig.3. Analyzed oscillation frequency in consideration of RC snubbers.

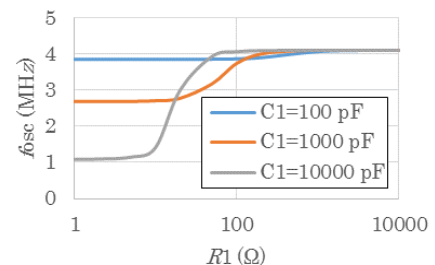


Fig.4. Analyzed oscillation frequency in consideration of RC snubbers, reverse-transfer capacitance in MOSFET, and large swing operation in inductors.



# EV 用走行中非接触給電システムにおける 分割コイルを用いた受電側漏洩磁界低減に関する検討

青木秀太<sup>1</sup>, 佐藤文博<sup>1,2</sup>, 宮原敏<sup>1</sup>, 松木英敏<sup>1</sup>, 田倉哲也<sup>3</sup>  
(<sup>1</sup> 東北大, <sup>2</sup> 東北学院大, <sup>3</sup> 東北工業大)

Reduction of Leakage Magnetic Field from Receiving Side by Separated Coil  
for Contactless Charging System for Moving Electric Vehicles

S. Aoki<sup>1</sup>, F. Sato<sup>1,2</sup>, S. Miyahara<sup>1</sup>, H. Matsuki<sup>1</sup>, T. Takura<sup>3</sup>  
(<sup>1</sup>Tohoku Univ., <sup>2</sup>Tohoku Gakuin Univ., <sup>3</sup>Tohoku Institute of Tech.)

## はじめに

実質的に EV 普及の妨げとなっている短い航続距離と長いエネルギー充填時間という課題を解決する為、我々は電磁誘導方式による走行中非接触給電を提案している。実用化には、送受電コイルから放射される漏洩電磁界の低減が必要である。我々は先行研究において漏洩電磁界低減効果を有する送電側多極コイルを提案し、低減効果と給電特性について一定の効果を確認した<sup>1)</sup>。その結果システム全体のうち、受電側のスパイラルコイルから発生する漏洩電磁界が大半を占めており、受電コイルの漏洩電磁界の低減対策が必要である。そこで本研究では著者がこれまで検討を行ってきた分割コイル<sup>2)</sup>を走行中非接触給電の受電コイルとして導入し、コイルから放射される磁界強度及び送電側多極コイルとの結合係数を有限要素解析により求め、スパイラルコイルとの比較検討を行った。

## 漏洩磁界の比較と送電コイルとの結合係数分布

分割コイルは 2 つのコイルから発生する磁界が互いに逆極性となる様に構成する事で、磁界の打ち消し作用によって遠方の漏洩磁界を低減する効果を有する。加えて分割コイル間に間隔を与える事で磁束の広がり調整し送電コイルとの磁気結合を確保できる。Fig.1 に分割コイルと比較対象であるスパイラルコイルの外観と、両コイルを周波数 100 kHz, 電流 1 A で励磁した時の各軸上 10 m 地点における磁束密度の解析値を示す。各コイルには磁性材料として、600×600×8 mm の初透磁率 2400 のフェライトを設定しており、分割コイルでは磁性材料間に 200 mm の間隔を与えている。また、解析には電磁界解析ソフト Maxwell<sup>®</sup>3D を使用した。Fig.1 より、分割コイルはスパイラルコイルと比較し x,y,z 軸上それぞれ 51, 75, 87 ポイントの低減を確認し、漏洩磁界低減に有効である事が示された。次に送電側多極コイルの外観と、送受電コイル間の y 軸上における結合係数分布の解析値を Fig.2 に示す。送受電コイルのギャップは 170 mm と設定している。分割コイルを選択する事により、スパイラルコイルと比較し約 25% の結合上昇が確認でき、高効率給電の可能性を示唆する事が出来た。以上の結果より、受電側に分割コイルを選択する事によって漏洩磁界を低減しつつ高効率給電が行えると考えられる。

## 参考文献

- 1) 青木秀太, 松木英敏 他, 2015 年電子情報通信学会 WPT 研究会, 信学技報(2015-28) pp.43-48
- 2) 青木秀太, 松木英敏 他, 平成 26 年度スピノクス研究会講演概要集 pp.24

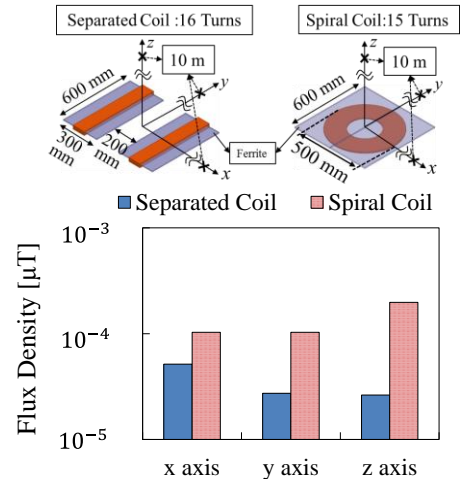


Fig.1 Receiving Coil Model and Comparison of Magnetic Flux Density.

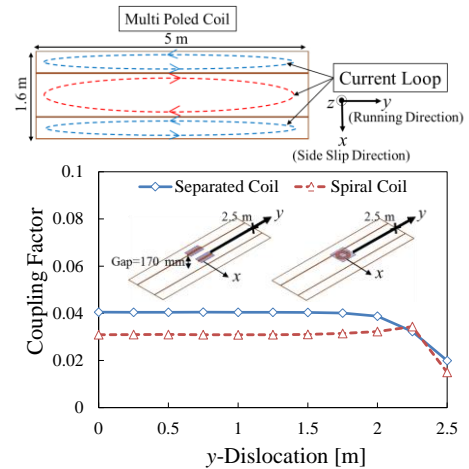


Fig.2 Feeding Coil Model and Coupling Factor Between Feeding and Receiving Coil on y Axis.

# 電磁誘導型ワイヤレス給電におけるインダクタンス補償方法による効率への影響

田倉哲也, 野中崇\*, 佐藤文博\*\*, 松木英敏\*\*\*

(東北工業大学, \*八戸工業高等専門学校, \*\*東北学院大学, \*\*\*東北大学)

Effects of Inductance Compensation Methods on Efficiency via Inductive Power Transmission

T. Takura, T. Nonaka\*, F. Sato\*\* and H. Matsuki\*\*\*

(Tohoku Institute of Tech., \*Hachinohe National College of Tech., \*\*Tohoku Gakuin Univ., \*\*\*Tohoku Univ.)

## はじめに

バッテリーへの充電を想定した際に、充電状態によって負荷が変動して見えることから、電磁誘導型ワイヤレス給電方式において負荷に印可される出力電圧を安定化することは非常に重要な課題である。出力電圧を安定させる方法として、トランス T 型等価回路のインダクタンスを補償する方法<sup>1), 2)</sup>がある。この方法では、入力電圧が負荷にそのまま印可される形となるため、負荷によらず出力電圧を安定させられる。しかし、伝送効率が最大となる条件<sup>3)</sup>から外れるため、高効率を達成するために必要な結合係数と Q 値の条件が変わるだけでなく、一次側からみた力率の低下も懸念される。そこで本稿では、一次側に並直列コンデンサを接続する方法を提案し、インダクタンス補償方法の比較から最大伝送効率の条件について検討した結果について報告する。

## 式の導出及び解析結果

本稿における電磁誘導型ワイヤレス給電方式の T 型等価回路を Fig.1 に示す。一次側には並直列に、そして二次側には直列にコンデンサを接続している。図における  $L_i - M$  をコンデンサで補償したときの最大伝送効率  $\eta_{\max}$  は以下の式で表される。

$$\eta_{\max} = \left( 1 + 2 \left( 1 + \sqrt{1 + (1 + r_1/r_2)\alpha} \right) / \alpha \right)^{-1}$$

ここで、 $\alpha$  は結合係数  $k$  とコイルの Q 値より、 $k^2 Q_1 Q_2$  としている。LC 回路の共振条件で二次側を補償したとき<sup>3)</sup>と比較して巻線抵抗比  $r_1/r_2$  の項が追加された形となっている。上式より、一次側と二次側に同じコイルを用いたとき ( $r_1/r_2 = 1$ ) の  $\alpha$  と最大伝送効率の関係を Fig.2 に示す。結果として、同形状コイルを用いた場合、最大伝送効率 90% 以上を維持しつつ電圧の安定化を図るためには、700 以上の  $\alpha$  値が必要となり、この値は LC 共振条件で 90% 以上を達成するために必要な  $\alpha$  値の約 2 倍となっている。

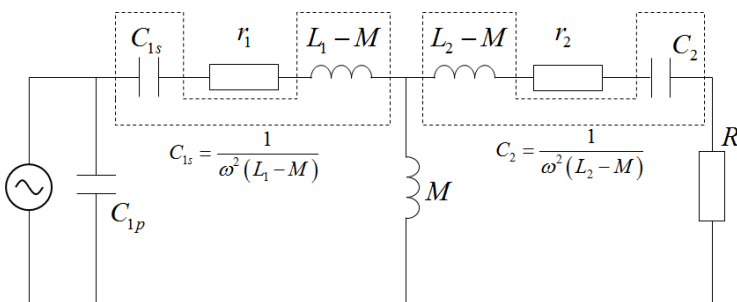


Fig.1 Equivalent circuit.

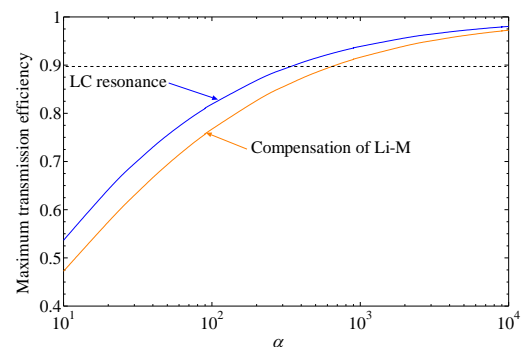


Fig.2 Maximum transmission efficiency  $\eta_{\max}$  vs  $\alpha$ .

## 参考文献

- 1) G. B. Joung and B. H. Cho, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 13, no. 6, pp. 1013-1022, 1998.
- 2) T. Nayuki, K. Nemoto, and T. Ikeya, *Electric Power Engineering Research Laboratory Rep.*, no. H09015, 2010.
- 3) T. Takura, H. Matsuki, *et al.*, *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol.35, pp.132-135 (2011).

# 複数中継コイルを用いた非接触給電での伝送効率と磁場分布の関係

酒井紀元<sup>1</sup>, 佐藤文博<sup>1,2</sup>, 宮原敏<sup>1</sup>, 松木英敏<sup>1</sup>, 田倉哲也<sup>3</sup>  
 (東北大,<sup>\*</sup>東北学院大,<sup>\*\*</sup>東北工業大)

## Relationship between Transmission Efficiency and Magnetic Field Distribution

### at Contactless Charging System by Utilizing Repeater Coils

N. Sakai<sup>1</sup>, F. Sato<sup>1,2</sup>, S. Miyahara<sup>1</sup>, H. Matsuki<sup>1</sup>, T. Takura<sup>3</sup>

(<sup>1</sup>Tohoku Univ., <sup>2</sup>Tohoku Gakuin Univ., <sup>3</sup>Tohoku Institute of Tech.)

### はじめに

非接触電力伝送技術において、充電機器の位置自由度向上のために、送受電機器以外に中継コイルを用いた伝送技術の研究が盛んに行われている。<sup>[1][2]</sup> 複数の中継コイルを用いる際に、受電コイルの配置場所によって伝送効率が著しく低下するという問題<sup>[3]</sup>がある。そこで本研究では、複数中継コイル使用時において各経路に受電コイルを配置する際に、接続する負荷を 50 Ω 固定と最適負荷とした 2 パターンについての磁場分布を電磁界解析ソフトにより解析し、経路による効率と磁場分布の関係について検討したので報告する。

### 検討方法

送受電コイル、及び中継コイルは同仕様とし、作成したコイル仕様を Table1 に示す。使用周波数は 100 kHz とした。送受電コイル、及び中継コイルにはコンデンサを挿入し、共振させている。Fig.1 に解析モデルを示す。中継コイル 2 個使用時において受電コイルの配置場所を変えた時の磁場分布を電磁界解析ソフト Maxwell<sup>®</sup>3D により解析した。この時、受電コイルに接続する負荷は 50 Ω 固定で接続した場合と経路ごとに最適負荷を接続した場合の 2 パターンとした。なお、水平方向へ配置した全てのコイル間 Gap を 10 mm とし、隣接コイル間の結合係数は 0.031 である。また送電電力として 10 W 固定とした場合について解析した。

### 解析結果

Fig.2 に中継コイル 2 個使用時における各経路に順番に受電コイルを配置した際の磁場分布を示す。Fig.2(a) は 50 Ω 接続時、Fig.2(b)は最適負荷接続時についての解析結果を示している。Fig.2(a)の結果より、最適負荷からずらした場合の磁場分布はどちらのコイル配置でも低効率な給電であり、磁場分布が不均一となっている。次に Fig.2(b)の結果より、効率が良いコイル配置では磁場分布が均一に形成されている。一方で、効率が悪いコイル配置では磁場分布が不均一であり、中継コイルでの損失が非常に大きい。これらの結果を比較すると経路 1 においては 50 Ω 接続時と最適負荷時での磁場分布がどちらも不均一となっているため、高効率な給電とするには磁場分布を均一となるように設計する必要があると考えられる。

Table1 Coil Specifications at 100 kHz.

Inductance $L$ [uH]	17.6
Resistance $r$ [Ω]	0.0225
Quality factor	491

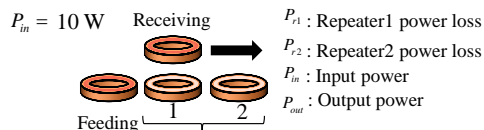


Fig.1 Analysis model.

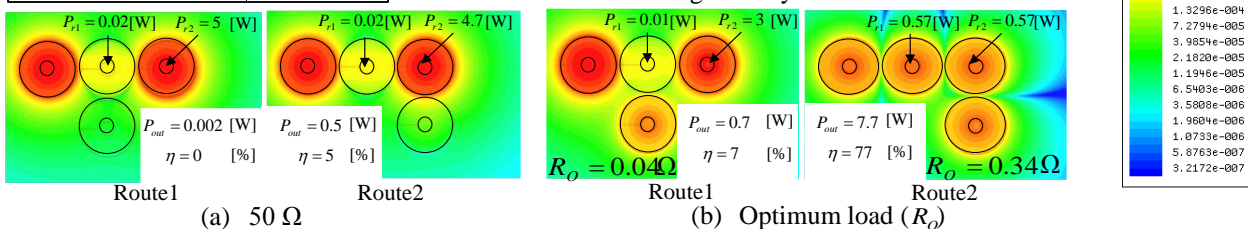


Fig.2 Relationship between transmission efficiency and magnetic field distribution.

### 参考文献

- [1] Koh Kim Ean, Yoichi Hori, other, IEICE WPT2012-37.
- [2] 太田佑貴, 他, 電気学会マグネティックス研究会, MAG-14-37, pp.47-51(2014)

## 共振型ワイヤレス給電向け中央絞込型コアコイル構造の検討

大島弘敬, 下川聡  
(株式会社富士通研究所)

Center-constricted magnetic core-coil structures for resonant wireless power transfer

Hiroataka Oshima, Satoshi Shimokawa  
(Fujitsu Laboratories Ltd.)

## はじめに

離れた場所に配線なしで効率良く電力を伝送するための技術として、共振コイルを用いたワイヤレス給電技術が注目されている<sup>(1),(2)</sup>。給電効率はコイル間の結合効率  $k$  とコイルの  $Q$  値の積  $kQ$  で決まる<sup>(2)</sup>。より高効率を実現するために  $kQ$  を増加させる方法として、磁気コアの利用が考えられる。しかし、多くの給電対象となる機器にはサイズや重量などに制限がある。特に面対向配置型コイルにおいては、薄い板状のコアでは反磁界によって比透磁率  $\mu_r$  の効果が低減されてしまうため、大きな効果が得られないという問題があった。

## 検討方法

本検討では、一定のサイズの中で  $kQ$  を増加させる一手法として、Fig.1 に示す中央絞込型コアコイル構造を検討した。円板状コアの厚さ方向の中央部 (厚さ  $y$ ) を絞り込んで直径を小さくするとともに、あわせて共振コイル径も小さくする。もう一方のコイルは断面図の上下方向にあるとする (面対向配置)。本構造を絞り込みのない場合と比較すると、まず、コイル抵抗  $r$  はコイル径に比例して減少する。一方で、上下部 (各厚さ  $x$ ) を貫く磁束の多くはコアを通してコイル内側に集められ、コイルの鎖交磁束 (よって相互インダクタンス  $M_{12}$ ) は比較的減少しないと考えられる。 $kQ = \omega M_{12} / (r_1 r_2)^{1/2}$  と表されるため<sup>(2)</sup> ( $\omega$  は角周波数)、本構造による  $kQ$  の増加が期待される。電磁界シミュレータ<sup>(3)</sup> を用いてそれらの回路定数を求めて  $kQ$  を計算した。

## 計算結果

上下部直径  $D_0$  を 100 mm で固定し、中央部直径  $D_c$  を変化させて  $kQ$  の計算を行った。Fig.2 に、絞り込みの無いとき ( $\beta = 1$ ) の値で規格化された  $kQ$  を  $\beta = D_0/D_c$  に対してプロットした結果を示す。対向するコイルは直径 500 mm、距離 100 mm とした。空芯コイルのみならず絞り込みの無い場合と比較しても、本構造によってより大きな  $kQ$  が得られている。すなわち、コアの厚さや外径を増さずに高効率化できる可能性があるといえる。引き続きコア損失などの複素透磁率の効果や、形状や各種パラメータの影響の調査を行っていく。

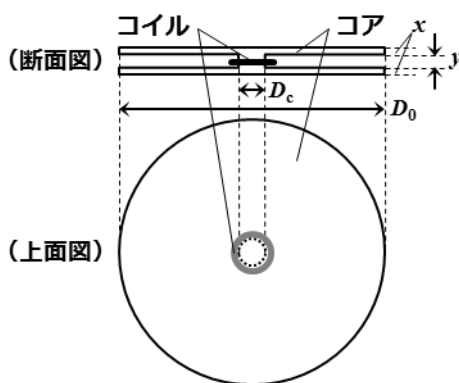


Fig.1. Schematic of core-coil structure.

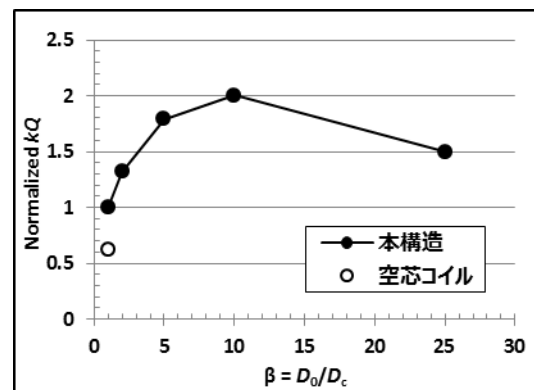


Fig.2. Simulated  $kQ$  as a function of  $\beta = D_0/D_c$ .

## (計算条件)

周波数 $f$	100 kHz
比透磁率 $\mu_r$	1000
上下部直径 $D_0$	100 mm
上下部厚 $x$	5 mm
中央部直径 $D_c$	$D_0/\beta$
中央部厚 $y$	10 mm
コイル線幅	1 mm
コイル線厚	0.1 mm
ターン数	1

## 参考文献

- (1) Kurs *et al.*, Science **317**, 83 (2007).
- (2) 松木英敏 監修, 非接触電力伝送技術の最前線, シーエムシー出版 (2009).
- (3) Shimokawa *et al.*, Proceedings of IEEE MTT-S IMWS-IWPT, 219 (2011).

# Mathematica を用いた共振型電磁誘導式ワイヤレス給電の過渡解析

土井達也  
(足利工大)

Transient Analysis of Resonant Electromagnetic Induction Type Wireless Power Transfer by Mathematica  
DOI Tatsuya  
(Ashikaga Inst. of Tech.)

## 緒言

走行中の電気自動車等, 受電デバイスが送電コイル上を移動する磁気結合式ワイヤレス給電では送受電コイル間の相互インダクタンスや受電側負荷が変動する。移動体用ワイヤレス給電システムの電氣的な過渡状態についての検討例は比較的少ない<sup>(1)</sup>。しかし, 共振周波数時の RLC 回路や磁気誘導結合回路では特有の過渡状態が生じることが古くから知られており<sup>(2)</sup>, 移動体を前提としたワイヤレス給電の過渡状態の検討は必要不可欠である。

本報告では, 共振型電磁誘導式ワイヤレス給電システムの簡略化モデルを用いた, 電氣的な過渡解析について報告する。最初に, 電磁誘導式ワイヤレス給電システムの等価回路を示す。次に, Mathematica の関数 NDSolve による回路方程式(連立微分方程式)の数値解法について述べる。最後に, 受電デバイスの負荷や送受電デバイス間の磁気結合や負荷が変化する場合の計算結果を報告する。

## 検討モデルと解法

Fig.1 に, 送電と受電コイル各 1 個が平行に配置された共振型電磁誘導式ワイヤレス給電の等価回路を示す。送電及び受電コイルはいずれも, 巻数 3turns, 1 辺 300mm の方形コイルである。負荷は純抵抗  $1\Omega$ , 送受電コイル間距離は 200mm である。C は送受電各デバイスの共振周波数が 1MHz とする値とした。電源は, 周波数 1MHz で実効値 20V の正弦波交流とした。

Fig.2 に, Mathematica の関数 NDSolve で計算した送電及び受電電流の数値解の計算結果を示す。初期値は, 各状態変化時の電流値及び磁束不変の原理に基づいて得られた初期値とした。図中,  $t=0\sim 20\mu\text{s}$  は SW1 が On, SW2 は Off である。 $t=20\mu\text{s}$  で SW2 が On になり, 相互インダクタンス  $M=300\text{nH}$  である。 $t=120\mu\text{s}$  で  $M=600\text{nH}$ ,  $t=220\mu\text{s}$  で  $M=300\text{nH}$ ,  $t=320\mu\text{s}$  で  $M=0\text{nH}$  と変化させた。Fig.2 の結果から, 相互インダクタンスが 2 倍になっても受電電流が磁気結合に応じて増加せず, 回路パラメータや諸条件によっては設計通りに動作しないことがわかる。

Fig.3 に各電流波形の周波数スペクトラムを示す。Fig.3 の結果では, 電源周波数の 5 倍まで比較的高いノイズレベルとなった。

## 参考文献

- 1) 加藤昌樹, 居村岳広, 堀洋一:「中継器による走行中ワイヤレス給電の相互結合を考慮した等価回路解析」, 信学技報, WPT2012-38, 2012.
- 2) 大類浩, 吉久信幸:「過渡現象要論」コロナ社, 1955.

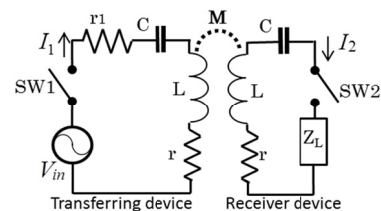


Fig. 1 An equivalent circuit.

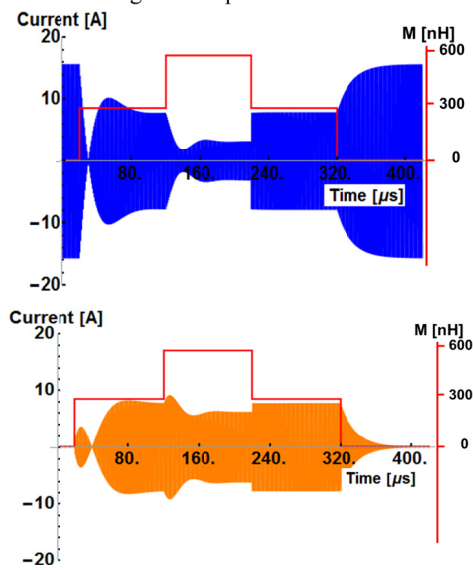


Fig. 2 Calculated current waveforms of transmitting (upper) and receiving (lower) current.

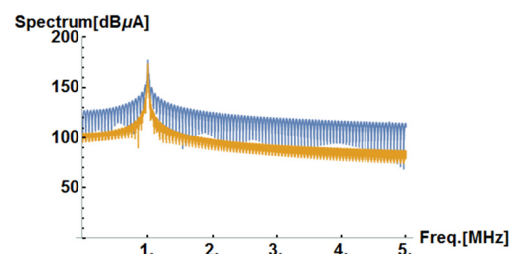


Fig. 3 Spectrum of current waveforms.