最近の研究

高垂直磁気異方性 L1₀ 規則合金を用いた スピンダイナミクス

1. はじめに

1995年頃にスピン偏極した高密度電流を微小磁性体に流 すとスピントランスファートルクが発生することが理論的に 予測⁽¹⁾⁽²⁾され,注目された. 強磁性①/非磁性/強磁性②の三 層構造の面直方向から電流を流す系では、ランダムな電子ス ピンが片方の強磁性層①を通過すると、電子スピンが強磁性 体の up と down スピンの分極率および磁化方向により異な るポテンシャルを受けることで偏極され、スピン偏極電流が 生成される. 非磁性層が薄い場合, スピン偏極の情報を保持 したまま通過する. 強磁性層2の磁化方向が角度(heta)だけ傾 いていると,スピン偏極した電子が強磁性層②を通過する間 に s-d 交換相互作用によって up と down スピンが異なる位 相変化を受け、伝導電子のスピン角運動量の横成分が失われ る.一連の伝導現象においてスピン角運動量の保存則を満た さなければならないため、伝導電子の失ったスピン角運動量 は強磁性層の局在スピンにトルクとして受け渡されることに なる.この現象がスピントランスファーであり、強磁性層② に励起されたトルクをスピントルクとよぶ.実験としては, 1998年に微小接合を有する Co/Cu 多層構造の巨大磁気抵抗 素子を用いてスピントルクによる強磁性層の励起状態(電気 抵抗変化)がはじめて観測された⁽³⁾. また, 1999年頃には強 磁性/非磁性/強磁性の3層構造の巨大磁気抵抗素子に流れ る電流を増大させると、ある閾値電流のきスピントルクによ る磁化反転現象が実験的に観測された(4)-(6).磁気抵抗素子 の接合をナノサイズまで微小化することにより流す電流を低 く抑えても磁化反転に必要な閾値電流が得られることから, 不揮発性磁気メモリの書き換え方法にスピントルクを利用す る研究が盛んになった.一方,磁化反転の閾値電流以下のと

永 沼 博*

き、電流密度を一定とすると強磁性体の磁化は磁化反転せず に等しい大きさのスピントルクを受け続ける⁽³⁾. そのスピン トルクと反対方向に材料固有の磁気摩擦トルクが働き、両方 が釣り合うとき歳差トルク方向へ磁化の定常的な歳差運動が 励起されることになる.実際に2003年に強磁性/非磁性/強 磁性の3層構造の巨大磁気抵抗素子に直流電流を流して磁 化の歳差運動を観測することに成功した⁽⁷⁾.1つの強磁性層 にのみ歳差運動を励起させると、もう1方の強磁性層との 磁化の相対角は時間と共に振動することになる. これは,素 子の電気抵抗(電圧)が時間と共に振動する、いわゆる発振現 象である.また,2005年には交流電流を強磁性トンネル接 合素子に流すことによりマイクロ波を整流(検波)することに も成功した⁽⁸⁾.このように磁気抵抗を用いたスピントルク発 振・検波が報告されてから、研究の方向性は大きく分類され た. (1)位相ノイズを減らし高いQ値,検波感度を得るこ と,(2)入力に対する高出力化,(3)無磁場の発振・検波, (4) 高周波数化などが挙げられる.これまで、(1) について は位相同期現象の導入(9)(10),磁気渦構造の利用(11)(12),接 合形状の工夫と垂直磁場の利用(13)(14),もしくは垂直磁化材 料をもちいて歳差時の反磁界の影響の低減、大角による歳差 運動(15)-(18)などの様々な工夫によりQ値については高くな ってきた. (2)についてはトンネル障壁を用いた強磁性トン ネル接合素子の利用(19),ハーフメタル強磁性電極を用いた 磁気抵抗比の増大(20)などの工夫により出力が高くなってき た.(3)については歳差運動の励起を担う2つの強磁性層と その歳差運動を磁気抵抗比として検出する強磁性層を分けた 3層構造により無磁場での発振が報告(15)されている.ま た,(4)の高周波化については数テスラという強い垂直磁場 により面内磁化膜を垂直方向へ傾けることによりミリ波帯域 の発振を報告(21)(22)している.このように、各項目の目的に

* 東北大学助教;大学院工学研究科応用物理学専攻(〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉)

Spindynamics Using $L1_0$ -ordered Alloy with High-perpendicular Magnetic Anisotropy; Hiroshi Naganuma (Graduate School of Engineering, Tohoku University, Sendai)

Keywords: $L1_0$ -ordered alloy, perpendicular magnetic anistropy, high frequency spin dynamics, FePd, magnetic tunnel junction 2015年3月5日受理[doi:10.2320/materia.54.383]

沿って着実に発振・検波素子の実用化に必要な研究が進んで いる.しかし、4 つを同時に満たすスピントルク発振・検波 素子の研究はそれほど多くない.特に高周波化と(1)-(3)の 条件を満たすような研究は殆どない.以上の背景から、本研 究では(2)-(4)を満たすことを目的として、結晶磁気異方性 の高い L1₀ 規則合金を励起層として、面内磁化の固定層か ら面内スピン偏極電子を注入する強磁性トンネル接合素子を 作製し、高周波スピンダイナミクス特性を評価した.

2. 実験方法

MgO(001) 基板/Cr(40)/Pd(10)/Fe₅₀Pd₅₀(t_{FePd})/[Co₄₀ $\mathrm{Fe_{40}B_{20}(0.5)]}/\mathrm{MgO}\left(\mathit{t_{\mathrm{MgO}}}\right)/\mathrm{Co_{40}Fe_{40}B_{20}(2)}/\mathrm{Ru}\left(0.85\right)/\mathrm{Co_{75}}$ $Fe_{25}(2)/IrMn(10)/Ta(3)/Ru(2)(1.5 \le t_{FePd} \le 5.0, 0.75 \le$ t_{Me0}≤2.5)[単位は nm]多層膜試料は10⁻⁷ Pa 以下まで排気 された超高真空 r.f. マグネトロンスパッタ装置を用いて作製 した. MgO 基板を700℃で加熱し、その後に室温にて Cr 層 を製膜してから700℃まで基板温度を上昇させる.350℃ま で基板温度を下げてから Pd 層を製膜して、種々の温度にて FePd 層を製膜した. CoFeB より上の層は全て室温で製膜し た. 製膜時のArガス圧は各層で最適化された条件を用い た. 例えば, FePd 層は 0.6 Pa のガス圧で製膜したとき, Fe と Pd の合金組成が1:1となり, L1₀ 規則度が最も高く なった. 試料の膜構造はX線回折および走査透過型電子顕 微鏡 (JEOL: ARM200F) および透過型電子顕微鏡観察 (FEI Tecnai G2 F20),磁気特性は超電導量子干渉磁束計(Quantum Design: MPMS)および振動試料型磁力計により評価し た.

3. CoFeB 挿入による格子ミスフィットの緩和

bcc 構造の強磁性体と MgO 障壁が接するとトンネル伝導 は △1 電子が支配的となり、高い磁気抵抗比が得られるため 強磁性トンネル接合素子の障壁材料として広く利用されてい る.しかし、L10規則合金系との格子ミスフィットは約10% と大きく,界面に多くのミスフィット転移および c 軸が面内 に向くような構造となり高い磁気抵抗比が得られない問題が ある. これまでに Fe 層を L10 規則合金と MgO トンネル障 壁の間に挿入すると磁気抵抗比が高くなることが報告されて いる. そこで本研究では格子ミスフィットを段階的に緩和す るため CoFeB を *L*1₀-FePd と MgO 障壁の間に挿入した. 比較のため CoFeB を挿入してない試料も作製した.図1に 種々の FePd 膜厚のMgO(001) 基板/Cr/Pd/FePd(t_{FePd})/ [CoFeB(0.5)]/MgO/Taの θ-2θX 線回折プロファイルを示 す.図1(a)はFePd 単層膜,1(b)はFePd/CoFeB 二層膜を 示す. FePdの膜厚が 2.0 nm より厚くなると L1₀の超格子 反射の(001)回折ピークが観測された.図1(c)にL1₀規則度 と FePd 膜厚との関係を示す. CoFeB を挿入した試料の方 がいずれの FePd 膜厚においても L10 規則度が高くなること がわかった.図1(d)に表面平坦性(R_a)とFePd 膜厚の関係

を示す. 原子間力顕微鏡により $1 \times 1 \mu m^2$ 領域を $5 \times m$ 観察 して,その平均値を R_a とした. いずれの FePd 膜厚におい ても CoFeB を挿入した試料の方が膜表面が平坦となること がわかった.

図2に種々のFePd 膜厚を有するFePd および FePd/ CoFeB 試料の(a), (b) 磁化曲線 (M-H), (c) 飽和磁化 (*M*_s),および(d)異方性磁界(*H*_k)を示す. CoFeB 挿入の有 無に因らず、FePdの膜厚に対して Ms はバルク値とほぼ一 致した. CoFeB を挿入しない場合, FePd を薄くしていくと 4.0 nm を境に垂直磁化膜から面内磁化膜となった. CoFeB を挿入すると, FePdの膜厚を 3.0 nm まで薄くしても垂直 磁化膜となった.図1(c)と比較すると、FePdの垂直磁気異 方性はL10規則度と対応していることがわかる. 強磁性ト ンネル接合の下部電極は平坦($R_a \leq 0.4 \text{ nm}$),かつミリ波の 周波数に到達するためにはおよそ8000 kA/m 以上の異方性 磁界が必要となる. CoFeB を挿入すると FePd の膜厚が 3.0 nmのときに上記の条件を満たすことになるが、閾値付近の 作製条件は磁気特性が安定しないことが懸念される. そのた め本研究では、FePdを3.5 nm として強磁性トンネル接合 素子を作製した.

図3にトンネル接合素子用の多層膜の(a)透過型電子顕微 鏡(TEM)および(b)走査透過型電子顕微鏡(STEM)の断面 観察像を示す. TEM 像から上部固定層まで各層が平滑な界 面を形成していることがわかる. FePd 層付近を拡大した STEM 像から Fe と Pd が垂直方向に交互に配列されており、 L10 規則構造に起因した明瞭な原子コントラストが観察され た. FePd 層の STEM 像を高速フーリエ変換すると L1₀の (001)超格子反射が確認され、STEM 観察領域のL10規則度 は比較的高いことがわかる. また, FePd の組成比は殆ど 1:1であることを ICP 発光分析により明らかとなっている. Fe と Pd の二元系状態図曲線から L1₀ 規則合金の200℃での 固溶範囲は50~615 at %-Pd と広がりをもつため1:1 組成 比の FePd が Pd と界面を形成すると Pd 過剰側固溶する可 能性があるが,STEM 像から原子の相互拡散は確認されな かった. また, CoFeB と FePd 層の界面にも原子拡散によ る界面の乱れは観察されなかった.一方, Cr と Pd 層の界 面の STEM 像は不明瞭であることから原子相互拡散が生じ ていることが考えられる.ナノビームを用いた組成分析を FePd 界面に近い Pd 層の局所領域で行ったところ, Cr 原子 は検出されなかったことから Cr の拡散は Pd との界面付近 で収まっていると考えられる. STEM 観察の結果, 原子拡 散の影響は各層により異なるが、励起層である FePd には原 子拡散は生じていないことが明らかとなった.

4. L1₀-FePd/CoFeB 二層膜の磁気摩擦

磁気摩擦定数が小さいと少ない電流でスピントルクを励起 することができるため、低消費電力の観点から磁気摩擦定数 は重要なパラメーターである. $L1_0$ -FePd⁽²³⁾は $L1_0$ -FePt⁽²⁴⁾ および $L1_0$ -CoPtに比べて磁気摩擦定数が小さくなる傾向に



図1 種々のFePd 膜厚の(a)FePd 単層膜および(b)FePd/CoFeB 二層膜のX線回折プロファイル. 試料構造は MgO(001)基板/Cr(40)/Pd(10)/FePd(t_{FePd})/[CoFeB(0.5)]/MgO(2)/Ta(3)である.



図2 種々の FePd 膜厚 (t_{FePd})の(a) FePd 単層膜および(b) FePd/CoFeB 二層膜の(a), (b) 磁化曲線, (c) 飽和磁化 (M_{s}),および(d) 異方性磁界(H_{k}).

あり、スピントルク素子に適した材料である.しかし、これ までに FePd/CoFeB の磁気摩擦定数を調べた報告は無い. そこで MgO 基板/Cr/Pd/FePd(3.5)/CoFeB(0.5)/MgO/Ta の磁気摩擦定数をポンプ・プローブ法により評価した.図4 (a)に種々の外部磁場方向に対する MOKE 信号の遅延時間 を示す.図4(b)に示すように、周波数(f)と $\theta_{\rm H}$ を LLG 方 程式によりフィッティングをしたところ、実験データとよく ー致した.フィッティングにより得られた H_{k}^{eff} は約800 kA/m であり磁化曲線から見積もった700 kA/m と近くなった.

 $f = \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right) \sqrt{[[H\cos(\theta_{\rm H} - \theta) + H_{\rm k}^{\rm eff}\cos^2\theta][H\cos(\theta_{\rm H} - \theta) + H_{\rm k}^{\rm eff}\cos^2\theta]} (1)$ 一方,緩和時間(τ)につて調べたところ,小角での歳差運動 を前提とした LLG 方程式では実験データと一致しなかっ た. [図 4(c)]図 2 の面内方向の M-H曲線から磁化は緩やかに飽和している傾向があり,僅かな面内の磁化成分により 垂直磁気異方性が分散していると考えられる.そこで,磁気 異方性分散($\Delta H_{k}^{\text{eff}}$)を加えてフィッティングを行った.

$$\frac{1}{\tau_{\rm dis}} = \left[\frac{d(2\pi f)}{dH_{\rm k}^{\rm eff}} \right] \cdot \frac{\Delta H_{\rm k}^{\rm eff}}{2} \tag{2}$$

その結果、 ΔH_k^{eff} =30 kA/m とすると破線で示すように実験 値とよく一致した. このように ΔH_k^{eff} が大きくなった原因は、



図3 (a)透過型電子顕微鏡(TEM)および(b)走査透過 型電子顕微鏡(STEM)による多層膜の断面観察像. FePd の垂直磁気異方性が大きく,磁気異方性分散の絶対量 も増大しているためと考えられる.次に,種々の $\theta_{\rm H}$ に対す る磁気摩擦定数($\alpha_{\rm eff}$)を算出した.

$$\alpha_{\rm eff} = \frac{1}{2\pi f \tau} \tag{3}$$

*L*1₀ 規則合金薄膜の高周波スピンダイナミクスの 電気的検出

スピントルクにより誘起された CoFeB/FePd 二層膜の歳 差運動を電気的に検出すために,強磁性トンネル接合素子を 作製した.スピントルクを効率的に得るため,接合サイズを 直径 120 nm まで微小化して,スピン偏極電流密度を高くし た.また,歳差運動時の面内方向の反磁界係数を等しくする ために接合形状を円とした.微小な円形接合を作製するため の微細化プロセスには,電子線リソグラフィー,Ar イオン ミリングとリフトオフ法を用いた.さらに,マイクロ波から



図4 種々の外部磁場方向(θ_{H})に対する(a) MOKE 信号スペクトル,(b) 周波数,(c) 緩和時間,および(d) 磁気摩擦 定数.

ミリ波の高周波特性を効率的に測定するためには、測定系の 特性インピーダンス(Z_0)を50 Ω に整合させる必要がある. 集積回路とは異なり、実際の高周波測定の実験では GSG プ ローバを用いて1つ1つ実験条件の異なる素子と高周波測 定機器を接続して評価することになる.しかし、トンネル接 合の直径は120 nm と微小であり、GSG プローバと直接、 接触させることは難しい.そこで、伝送特性を損なうことな くトンネル接合に接続するために GSG コプレーナーウェー ブガイドを用いた.GSG とは1本の信号(S)線を等間隔で配 置した2本のグラウンド(G)線で挟んだ構造をしており、 G-S 間を等間隔にして伝送させることにより高周波損失を 抑えながら、異なる大きさの配線・素子を接続させることが できる.GSG コプレーナーウェーブガイドの設計には Wadel の式を用いた⁽²⁵⁾.

$$Z_{0} = \frac{\eta_{0}}{4\sqrt{\varepsilon_{\rm eff}}} \frac{K(k_{1})}{K(k_{1}')}$$
(4)

ここで, $\eta_0 (= \langle \mu_0 / \varepsilon_0 : \mu_0, \varepsilon_0$ は真空の透磁率,誘電率)は自 由空間における Z_0 である. K(x)は第一種完全楕円積分であ り,

$$K(x) = \frac{\pi}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \right)^2 x^{2n}$$
 (5)

と書ける. k_1, k'_1, k_2, k'_2 はそれぞれ以下の通りとなる.

$$k_{1} = \frac{c}{b} \sqrt{\frac{b^{2} - a^{2}}{c^{2} - a^{2}}}$$

$$k_{1}^{\prime} = \sqrt{1 - k_{1}^{2}}$$

$$k_{2} = \frac{\sin h(\pi c/4h)}{\sin h(\pi b/4h)} \sqrt{\frac{\sin h^{2}(\pi b/4h - \sin h^{2}(\pi a/4h))}{\sin h^{2}(\pi c/4h) - \sin h^{2}(\pi a/4h)}}$$

$$k_{2}^{\prime} = \sqrt{1 - k_{2}^{2}}$$
(6)

ここで、aはS線幅、bはG線端の間隔、cは全長、tはS線 やG線の膜厚、hは基板の膜厚、 ε_r は基板の誘電率である. ε_{eff} は以下の通りとなる.

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\varepsilon}_{\rm eff} &= 1 + \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_{\rm r} - 1}{2} \frac{K(k_1)}{K(k_1')} \frac{K(k_2')}{K(k_2)} + \frac{\boldsymbol{\varepsilon}_{\rm r} - 1}{2} \left(\frac{K(k_1)}{K(k_1')} \right)^2 \\ &\times \frac{K(k_2')}{K(k_2)} \left(\frac{t}{b-a} \right) + \frac{2t}{b-a} \frac{K(k_1)}{K(k_1')} + \left(\frac{t}{b-a} \frac{K(k_1)}{K(k_1')} \right)^2 \end{aligned} \tag{7}$$

実際に 120 nm の微小部に接続させることは電子線リソグラフィーの位置精度から難しいため,接合の直上に 10 μ m²の正方形電極を作製し,GSG コプレーナー電極の G 線と上部で接続させた.従って,トンネル接合部は a, b, c, tを 5.2 μ m, 10 μ m, 580 μ m および 300 nm とした.また,手動のマニピュレーターにより GSG プローブの位置合わせを行うため,150 μ m 間隔の GSG プローブとの接触部は a, b, c, tを 50 μ m, 92 μ m, 690 μ m および 300 nm として,位置合わせの操作がし易い設計とした.これら 2 箇所を 50 μ m の長さで等間隔に保ちつつ緩やかな角度により接続し,伝送損失を抑制した⁽²⁶⁾.実際の素子の概略および GSG コプレーナー上部電極の光学顕微鏡写真を図 5 (a)に示す.尚,正方形の上部電極は 10 μ m² と接合サイズ(120 nm)に比べて大きく,層間絶縁膜(SiO₂)を介した寄生容量が高周波特性に影響を及ぼすことが考えられるが,定量的な評価は行っていない.ま

た、トンネル障壁により素子抵抗が高くなるため、MgO 障 壁層を極薄化して Z₀ をなるべく 50 Ω に近づけられるように した.図5(c)に接合抵抗(RA)のMgO障壁膜厚依存性を示 す. MgO 障壁を 0.85 nm まで薄くすると RA は 1 桁台(実 抵抗:約160Ω@無磁場)まで低下した.図5(d)に固定層を 面内磁化,励起層を垂直磁化 CoFeB/FePd とした強磁性ト ンネル接合素子の電気抵抗(R)-磁場(H)曲線,および面内 と垂直磁化配置の磁気抵抗素子の理想的な R-H 曲線を示す. CoFeB/FePd は急峻な磁化反転が実現しており、殆ど理想 的な R-H 曲線となっていることがわかる.また,面内磁化 一垂直磁化構造であるため, TMR 比の角度依存性から垂直 磁化一垂直磁化構造の TMR 比を算出⁽²⁷⁾したところ約27% であった.図5(b)に高周波測定の概略図を示す.信号発生 器からは AM 変調された高周波信号を送り,素子にて高周 波成分が吸収されることによりバイアスTで分岐された直 流電圧のみをロックインアンプにて検出した. GS プロー ブ,伝送ケーブル,バイアスT,コネクタ類は40GHzまで 対応の高周波部品を使用した.尚,外部磁場印加によるプロ ーブの離反を避けるため GS プローブは非磁性品を用いた. 図 5(e)に CoFeB/FePd を用いた強磁性トンネル接合素子の 高周波特性を示す.外部磁場は膜面垂直方向へ印加した.低 周波側(1~15 GHz)から5 GHz 付近にピークが観測され た. これは、面内磁化の積層フェリ構造を有する固定層から の共鳴ピークであると考えられる. 239 kA/m 程度の外部磁 場では積層フェリ構造の磁気結合が強いため共鳴ピークは殆 ど移動しなかった. 高周波側(13~38 GHz)にもピークが観 測され、外部磁場の低下と共に高周波側へ移動した⁽²⁸⁾. CoFeB/FePd の垂直磁化方向とは逆向きに外部磁場を印加 した. つまり, 外部磁場を増大させると CoFeB/FePd の異 方性磁界(H_k^{eff})が低下する. Kittel の式によりピーク位置と 外部磁場のフィッティングをおこなったところ、実験データ と良く一致した. このことから, 非線形性はなく強磁性共鳴 に基づいたスピントルクを受けていると考えられる. これ は、信号発生器からの高周波入力電力が-15 dBm とそれほ ど多くないこと、および接合が円形状であるためと考えられ る.注目すべきは、外部磁場を印加しない状態においてもお よそミリ波帯域の共鳴ピークが観測されたことである. 無磁 場において共鳴ピークが現れた理由は、固定層の面内磁化に よりスピン偏極した電子のスピントルクの交流信号を CoFeB/FePd 垂直磁化が受け続けているためである.外部 磁場を印加するためには永久磁石もしくはコイルを配置する 必要があるため、無磁場動作はデバイスサイズの微小化の観 点から重要である.以上に述べたように, 強磁性トンネル接 合素子に高磁気異方性のL10規則合金を用いてスピンダイ ナミクスをミリ波帯域において電気的に検出した報告は殆ど なく、本報告はスピントルク素子の新たな用途として広がり をもたらすことが期待される.半導体の発振・検出素子と比 べると,素子サイズはスピントルク素子の方が圧倒的に小さ い. また,半導体素子には時定数の制限があり,ミリ波帯域 での利用には様々な工夫が必要である.スピントルク素子に



図5 (a)高周波測定用素子の概念図とGSG コプレーナー上部電極の顕微鏡写真,(b)高周波測定の概略図,(c) MgO 障壁厚さと素子抵抗(RA)の関係,(d) R-H曲線,(e) スピンダイナミクスの電気特性.

は時定数の制約がなく、ミリ波のような高い周波数領域において有利である.スピントルク発振・検波素子の研究は黎明 期であるため明らかになっていないことも多い.将来の電子 デバイスとしての有用性を検討するためには、TMR 比の増 大により検波感度を高める基本的な工夫だけでなく、周波数 変調方法、非線形性の取り扱い、および位相ノイズの対策な ど高周波スピントルクデバイス特有の研究課題を幅広く展開 していく必要がある.

5. ま と め

L1₀規則合金の高周波応用の可能性を検討するために,高 い磁気異方性材料による高周波帯域の電気的検出を強磁性ト ンネル接合素子を用いて試みた.FePdとMgOには9%も の大きな格子不整合があり,異方性磁界を低下させないため にもCoFeB挿入層による段階的な格子緩和が必要であるこ とがわかった.また,FePd/CoFeB二層膜の磁気摩擦定数 は0.007と他の垂直磁化材料に比べてかなり低いことが明ら かとなった.高周波の電気的特性について調べたところ,お よそミリ波帯域においてスピントルクによる強磁性共鳴吸収 ピークが無磁場で観測された. L1₀規則合金を有する強磁性 トンネル接合素子を用いて無磁場かつミリ波帯域で電気的検 出したはじめて報告となり,将来の新しいスピンダイナミク スデバイスへの研究の広がりが期待される.

本研究において,主に多層構造の最適化を金国天博士, K. M. N. Islam 博士,高周波測定系構築と評価・解析を河田 祐紀博士,畠山憲三氏,井波暢人先生,薄膜形状の磁気摩擦 評価を飯浜賢志氏,水上成美先生,研究の包括的支援を大兼 幹彦先生,安藤康夫先生により行われました.また,遠藤 恭先生にコプレーナー上部電極の設計指針について助言をし て頂き,谷口知大博士と垂直磁化膜のスピンダイナミクス現 象に関して有意義な議論を行いました.紙面をお借りして深 く感謝の意を表します.また,本研究は,JST 日独共同研 究(ASPIMATT),最先端プログラム,NEDO,科研費基盤 Sおよび田中貴金属工業の助成のもと行われました.

文 献

- (1) J. C. Slonczewski: J. Magn. Magn. Mater., 159(1995), L1–L7.
- (2) L. Berger: Phys. Rev. B, 54(1996), 9353–9358.
- (3) M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W. C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder: Phys. Rev. Lett., 80(1998), 4281–4284.
- (4) E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman: Science, 285 (1999), 867–870.
- (5) A. Katine, J. F. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Meyers, and D. C. Ralph: Phys. Rev. Lett., 84(2000), 3149–3152.
- (6) F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph: Appl. Phys. Lett., 77 (2000), 3809–3811.
- (7) S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman and D. C. Ralph: Nature, 425 (2003), 380–383.
- (8) A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe and S. Yuasa: Nature, 438 (2005), 339–342.
- (9) S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek and J. A. Katine: Nature, 437 (2005), 389–392.
- (10) F. B. Mancoff, N. D. Rizzon, B. N. Engel and S. Tehrani: Nature, 437 (2005), 393–395.
- (11) V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs, P. M. Braganca, O. Ozatay, J. C. Sankey, D. C. Ralph and R. A. Buhrman: Nature Phys., 3 (2007), 498–503.
- (12) Q. Mistral, M. van Kampen, G. Hrkac, J.-V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, L. Lagae and T. Schrefl: Phys. Rev. Lett., **100** (2008), 257201.
- (13) W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, T. J. Silva and S. E. Russek: Phy. Rev. B, **70**(2004), 100406.
- (14) H. Maehara, H. Kubota, Y. Suzuki, T. Seki, K. Nishimura, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, A. Fukushima, H. Arai, T. Taniguchi, H. Imamura, K. Ando, and S. Yuasa: Appl. Phys. Exp., 7 (2014), 023003.
- (15) D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaet, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J. P. Michel, L. Prejbeanu–Buda, M. C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny: Nature Mater., 6(2007), 447–453.
- (16) T. Nozaki, Y. Shiota, S. Miwa, S. Murakami, F. Bonell, S. Ishibashi, H. Kubota, K. Yakushiji, T. Saruya, A. Fukushima,

S. Yuasa, T. Shinjo and Y. Suzuki: Nat. Phys., 8(2012), 491–496.

- (17) H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, S. Tamaru, M. Konoto, T. Nozaki, S. Ishibashi, T. Saruya, S. Yuasa, T. Taniguchi, H. Arai and H. Imamura: Appl. Phys. Exp., 6 (2013), 103003.
- (18) S. Tamaru, H. Kubota, K. Yakushiji, T. Nozaki, M. Konoto, A. Fukushima, H. Imamura, T. Taniguchi, H. Arai, T. Yamaji and S. Yuasa: Appl. Phys. Exp., 7 (2014), 063005.
- (19) A. M. Deac, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, Y. Suzuki, S. Yuasa, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira and N. Watanabe: Nature Phys., 4(2008), 803–809.
- (20) R. Okura, Y. Sakuraba, T. Seki, K. Izumi, M. Mizuguchi and K. Takanashi: Appl. Phys. Lett., 99(2011), 052510.
- (21) W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek and T. J. Silva: Phys. Rev. Lett., 92 (2004), 027201.
- (22) S. Bonetti, P. Muduli, F. Mancoff and J. Åkerman: Appl. Phys. Lett., 94(2009), 102507.
- (23) S. Iihama, A. Sakuma, H. Naganuma, M. Oogane, T. Miyazaki, S. Mizukami and Y. Ando: Appl. Phys. Lett., 105 (2014), 142403.
- (24) S. Mizukami, S. Iihama, N. Inami, T. Hiratsuka, G. Kim, H. Naganuma, M. Oogane and Y. Ando: Appl. Phys. Lett., 98 (2011), 052501.
- (25) Brian C. Wadell: Transmission line design handbook, Artech House, London, (1991).
- (26) Y. Kawada, H. Naganuma, A. S. Demiray, M. Oogane and Y. Ando: to be submitted.
- (27) J. C. Slonczewski: Phys. Rev. B, 39(1989), 6995–7002.
- (28) H. Naganuma, G. Kim, Y. Kawada, N. Inami, K. Hatakeyama, S. Iihama, K. M. N. Islam, M. Oogane, S. Mizukami and Y. Ando: Nano Lett., 15(2015), 623–628.



永沼 博

従事. ★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★

ま て り あ 第54巻 第8号(2015) Materia Japan