

研 究 報 告 書

「ナノ磁性体集結群の新奇な磁気特性の究明」

研究期間：平成 20 年 10 月～平成 23 年 3 月

研究者：山口 明啓

1. 研究のねらい

新奇な革新的デバイスだけではなく、既存回路・素子との融合・共生できる素子の基本要素となる物質創製やその物理現象の究明を行うことで、基礎研究からデバイス応用、応用から基礎研究を見直す。特に、人工的な構造を有するナノスケールの磁性体を一個から数百万個集結させた系について、その物性研究ならびに応用研究を行う。

応用上の目標は、物質を等価回路化し、屈折率などの電磁氣的物質パラメータを人工的に制御し新奇な機能性物質の創製であり、基礎研究としては人工構造に起因する物性の究明を行い、革新的な次世代デバイスへ展開できる新奇な物理現象の発見や究明を行う。

2. 研究成果

ナノスケールの磁性体を集結させたり、トポロジカルな形状操作によって発現するナノスケールの人工磁性体の物性研究を行った。集結群を作製するにあたり、構成要素となる人工磁性体の物性究明を行った。以下に、具体的な成果について概要を記載した後、その詳細について概説する。

【1】マイクロスケール、ナノスケール強磁性細線についての物性究明

- ◆ マイクロスケール、ナノスケールの人工的な構造を有する磁性体では、磁気交換長と大きさが同程度であることから、様々な量子力学的現象が出現することが期待される。特にマイクロ波を入力すると、境界条件が付与されるため、量子化されたスピン波が励起される。本研究では、ナノ磁性体集合体の基本要素となるナノ磁性体内部に励起される動的磁気挙動について電氣的分光測定を行い、その現象の物理的機構を明らかにした。
- ◆ 電氣的分光現象のモデル化を行い、スピン波励起状態にスピン偏極した電流を入力したときの磁化の動的挙動や微小な磁性体の動的磁気応答を検出する手法（以下、ホモダイン検波あるいは整流効果という。）として確立した。

【2】ナノ磁性体内部の磁気構造の動的挙動の電氣的検出

- ◆ $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ 磁気円盤中に形成される磁気渦の動的挙動を整流効果を用いて、検出することに成功した。
- ◆ 高周波による磁気渦の励起に加え、直流電流を入力することによって、磁気渦の旋回運動を制御し、共鳴周波数等を制御できることに成功した。
- ◆ 高周波電力強度を大きくすることで、磁気渦が安定あるいは不安定な旋回軌道を描くために非線形な応答をすることで非対称な共鳴スペクトルが出現することを示した。Foldover（折りたたみ効果：ここでは複数の旋回軌道が存在することによる軌道の重ね合わせ）についても、実験的に明らかにした。
- ◆ 磁気渦状態を記述する物理パラメータが 2 種類存在し、それぞれ 2 つの状態を記述する。すなわち、4 つの状態があり、それらの状態はエネルギー的に縮退しており、区別ができない。高周波励起による整流効果によって、この 4 つの状態を完全に区別して検出することに成功した。

【3】ナノ磁性細線の強磁性共鳴中における透磁率ならびに誘電率の測定手法

- ◆ ナノ磁性体を伝送線路に配置して、その有効透磁率ならびに誘電率を測定手法を確立し、測定を行った。結果、一様モードの強磁性共鳴状態では正の応答が支配的であることがわかった。

【4】単結晶 Fe 細線中の単一磁壁移動の究明

- ◆ 単結晶 Fe 細線中の単一磁壁の移動速度を結晶軸を選択的に変えて、測定することに成功した。
- ◆ 単結晶 Fe 細線では、結晶方向によって、磁化反転過程に経路が何通りかある場合と一通りしかない場合が存在し、経路が何通りかある場合には速度と反転磁場との関係において分裂した分散関係を示すことがわかった。
- ◆ 単結晶 Fe と多結晶 Fe の磁壁移動速度は、それぞれ外部磁場 100Oe 程度の際に、毎秒 1km と 200m 程度であることがわかった。磁壁移動速度から、磁気緩和に関するダンピング定数を見積った。

【5】単結晶 Fe と多結晶 Fe における磁気緩和機構について

- ◆ 単結晶 Fe 細線ならびに多結晶 Fe 細線について、整流効果による強磁性共鳴測定を行い、ダンピング定数を測定することに成功した。
- ◆ 測定したダンピング定数は、磁壁移動から決定した値と比較的良く一致し、微視的にも系全体としても磁化挙動を支配している物理機構は変わらないことを示した。

【6】層間結合相互作用の空間変調構造の実現と磁化反転機構の制御

- ◆ 巨大磁気抵抗効果 (Giant Magnetoresistance effect: GMR 効果) を示す強磁性(F1)/非磁性(N)/強磁性(F2)多層膜における強磁性層間結合ポテンシャルを非磁性層の空間反転対称性を人為的に破ることによって、空間的に変調し、磁壁を量子井戸ポテンシャルを用いて制御することに成功した。

【7】ナノ磁性体集結構造の作製とその評価

- ◆ ナノ磁性体集結構造を作製して、その応答特性を評価している。これは現在も進行中の課題である。

《研究成果の概説》

【1】ミクロンスケール、ナノスケール強磁性細線についての物性究明

情報ストレージであるハードディスク・磁気抵抗メモリ(MRAM)や磁気センサーなどの分野が大きく発展して拡大するに伴い、ナノメートルからマイクロメートルサイズの強磁性体素子が形成されるようになってきた。デバイスの高速動作性能を決定するのは、この微小サイズの強磁性体素子の動的挙動である。すなわち、ナノ磁性体における磁気モーメントの動的挙動を研究することは基礎的な研究のみならず応用研究においても非常に重要な意味を持っている。

また、ナノ磁性体では電流と磁気モーメントとの相互作用が引き起こす顕著な現象が多く報告されている。例えば、強磁性層/非磁性層/強磁性層の多層構造を有するナノ磁性体では、電流による磁化反転現象(スピン注入磁化反転現象)や高周波電流入力による直流電圧発生現象などの研究報告がある。また、その逆現象でスピンポンピング効果も報告されている。特に 3d 系強磁性体金属では、磁気モーメントを形成する d 電子と電気伝導を担う s 電子が混成しているため、多層膜複合構造におけるスピン注入効果による磁気状態励起現象は単層膜構造においても起こることが知られている。

本研究では、マイクロ波を単層膜構造のナノ強磁性細線に印加すると、その細線両端に特定周波数において直流電圧が発生することを発見した。磁気モーメントの歳差運動を何らかの方法で誘起すれば、強磁性体金属の磁気抵抗効果に時間依存性(周波数依存性)を与えることによって直流電圧が発生する。このとき、強磁性体中にスピン波の定在波が形成されていると考えられる。細線のように空間的に制限された構造を有するナノ強磁性体では、スピン波の量子化や細線端部のような場所から誘発される非一様な内部磁場領域でのスピン波の局在化現象が起きることが報告されている。

微小磁性体では、境界条件と交換長によって、量子化されたスピン波が励起された状態を形成することができる。スピンが空間的にねじれた状態は、伝導電子がベリー位相を獲得したり、スピントランスファー効果によって様々な励起状態への遷移が起きたりする可能性があり、非常に興味深い。

本研究では、マイクロ波をミクロンサイズの強磁性細線に入力したときにスピン波共鳴が励起

され、その際に細線長軸方向だけではなく、細線短軸方向にも直流電圧が発生する物性機構について研究を行った。また、直流電流をマイクロ波に重畳した際の直流電圧スペクトルの変化について物理機構を明らかにしただけではなく、スピントランスファートルクの強度を分光的手法によって明らかにできることを提案した。

電子線リソグラフィとリフトオフ法を用いて、MgO基板上にNi₈₁Fe₁₉細線を作製した。細線の厚みは65 nmであり、線幅は5 μmである。図1に測定回路概念図ならびに試料の光学顕微鏡写真を示す。高周波電力を印加するために短絡型のコプレーナガイド形状の電極をFe₁₉Ni₈₁細線に接続した。電極材料は、Cr (5 nm)/Au (20 nm)/Cu (50 nm)/Au (20 nm)である。細線長軸方向に高周波電力を印加して、Bias-teeを通じて細線長軸方向に発生する直流電圧DC_Lを電圧計Vで測定した。それと同時に細線短軸方向に発生する直流電圧DC_Sを電圧計Vを用いて同時測定した。外部静磁場は、図1に示すように細線長軸方向からφだけ角度を傾けて面内に印加した。実験は、室温・大気中で行った。

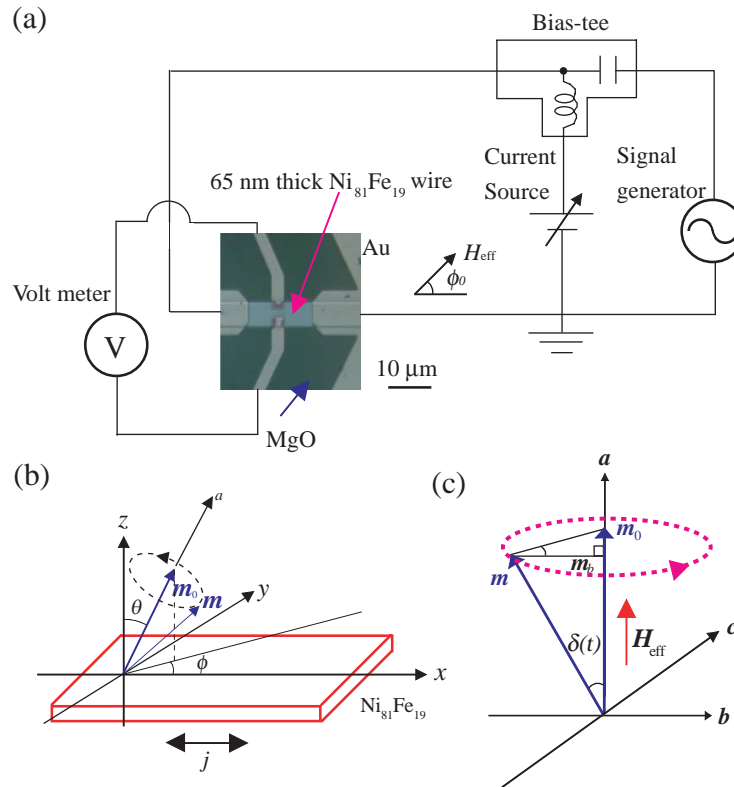


図1 (a) 高周波電流ならびに直流電流印加測定回路概念図ならびに強磁性細線と電極配置の光学顕微鏡観察像. (b)解析モデルの座標系. (c)(a,b,c)座標系での磁気モーメントの歳差運動モデル.

説明の都合上、本研究で明らかにした解析モデルを先に導入する。図1(b)と(c)の座標系で、強磁性細線に発生する電場は、

$$\mathbf{E} = \rho_{\perp} \mathbf{j} + \mathbf{m} (\mathbf{j} \cdot \mathbf{m}) \cdot (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) + \rho_H \mathbf{m} \times \mathbf{j} \quad (1)$$

と記述することができる。ここで、 \mathbf{m} は、局所磁化の方向に沿った単位ベクトル、 ρ_{\perp} と ρ_{\parallel} は、電流 \mathbf{j} に垂直ならびに平行な電気抵抗、 ρ_H は異常ホール抵抗である。ここで、磁気モーメントが何らかの作用によって、平衡位置で時間的に振動している場合を考えると $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 + \delta \mathbf{m}(t)$ と記述でき、式(1)に代入して計算することができる。

磁気モーメントの動的挙動は、ランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式で記述することができる。本研究では、スピントランスファ効果も含めた形式でランダウ・リフシッツ・ギルバート方程

式を記述する。その際、スピントルクが顕著に作用すると、注目している磁気モーメントそのものの軸が回転することから、その効果も含めて回転座標系を導入して記述しなければならない。そこで、回転座標系を導入したランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式を解く。

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{m} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{h}_{\text{rf}}) + \alpha \mathbf{m} \times \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{m} \right) - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}] \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ 、 $|\mathbf{m}|=1$ であり、 M_s は飽和磁気モーメント、 γ_0 、 \mathbf{H}_{eff} 、 \mathbf{h}_{rf} と α はそれぞれジャイロ磁気回転比、有効磁場(交換磁場、反磁場などを含む)、高周波磁場、ダンピング定数である。さらに \mathbf{u} は電流密度 \mathbf{j} とスピン分極率 P を用いて $\mathbf{u} = \mathbf{j} P \mu_B / e M_s$ と書くことができる。式(2)の左辺は、回転座標系での磁化の時間的変化を表しており、右辺第一項から第四項は、それぞれ磁場によるラーモア歳差運動、回転座標系での減衰項、断熱的なスピントルク項ならびにスピン反転などを伴う非断熱的なスピントルク項に対応する。

詳細は省略するが、式(1)ならびに式(2)を解くことによって、強磁性共鳴時に振幅が最大になったときの面内での x 方向ならびに y 方向に発生する電場は、以下のように記述することができる。

$$\begin{aligned} \langle E_x(t) \rangle \approx j_{\text{dc}} & \left[\rho_{\perp} + \Delta \rho \cos^2 \phi - \sqrt{1+\eta^2} D_0 \Delta \rho \sin 2\phi - (1+\eta^2) \left(D_0^2 + \frac{D_1^2 + D_2^2}{2} \right) \Delta \rho \cos 2\phi \right] \\ & - j_{\text{rf}} \left[\frac{\Delta \rho}{2} \sqrt{1+\eta^2} D_1 \sin 2\phi - (1+\eta^2) D_0 D_1 \cos 2\phi \right] \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \langle E_y(t) \rangle \approx \frac{1}{2} j_{\text{dc}} \Delta \rho & \left[\sin 2\phi + 2\sqrt{1+\eta^2} D_0 \cos 2\phi - 2(1+\eta^2) \left(D_0^2 + \frac{D_1^2 + D_2^2}{2} \right) \sin 2\phi \right] \\ & + \frac{1}{2} j_{\text{rf}} \Delta \rho \left[\sqrt{1+\eta^2} D_1 \cos 2\phi - 2(1+\eta^2) D_0 D_1 \sin 2\phi \right] \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、

$$D_0 = \frac{A_1 - B_1}{\alpha \Delta} = -\frac{1}{\alpha \Delta} \left[\Omega_0 (1+\alpha) + (1+\beta) u_{\text{dc}} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right], \quad (5)$$

$$D_1 = \frac{A_2 - \alpha B_2}{\alpha \Delta} = \frac{1}{\alpha \Delta} \left[\gamma_0 (h_{\text{out}} + \alpha h_{\text{in}} \cos \phi) - (1+\alpha\beta) u_{\text{rf}} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right], \quad (6)$$

$$D_2 = -\frac{\gamma_0 H'_c}{\omega_k \alpha \Delta} B_2 = -\frac{\gamma_0 H'_c}{\omega_k \alpha \Delta} \left(-\gamma_0 h_{\text{in}} \cos \phi + \beta u_{\text{rf}} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right). \quad (7)$$

$$A_1 = -\Omega_0 - u_{\text{dc}} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (8)$$

$$B_1 = \alpha \Omega_0 + \beta u_{\text{dc}} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (9)$$

$$A_2 = \gamma_0 h_{\text{out}} - u_{\text{rf}} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (10)$$

$$B_2 = -\gamma_0 h_{\text{in}} \cos \phi + \beta u_{\text{rf}} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (11)$$

である。ここで、 $\eta = |m_c|/|m_b|$ は、面内と面直の磁気モーメントの振幅の比となっており、楕円率を与える。強磁性共鳴周波数は、 $\omega_k^2 = \gamma_0^2 H'_c H'_b$ で与えられ、半値幅は $\Delta \alpha = \gamma_0 (H'_b + H'_c) \alpha$ となる。

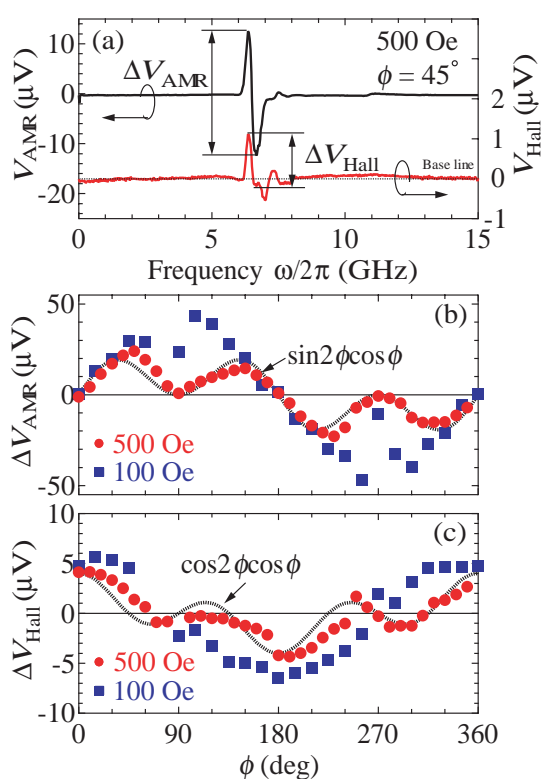
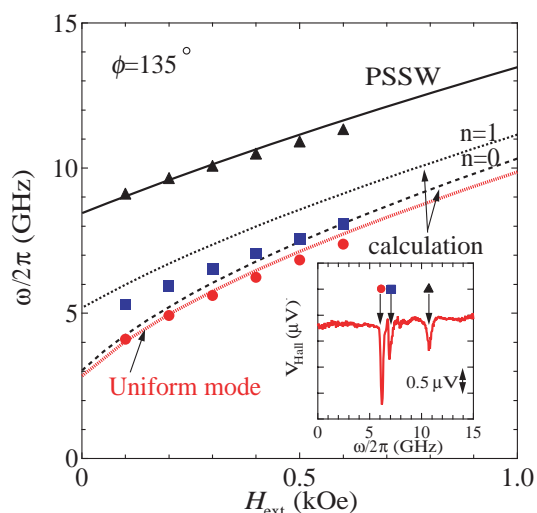


図 2(a)細線長軸(AMR)ならびに短軸(Hall)方向に発生する直流電圧スペクトル。(b)細線長軸方向と(c)細線短軸方向に発生する直流電圧スペクトルの振幅の角度依存性。



れたが、本研究ではその寄与は小さく外部磁場ならびにスピン波モードそのものが作り出す交流磁場による影響が大きいことが分かった。

図 3 共鳴周波数の外部磁場依存性。

以上の物理解析から得られた結果は、細線に発生する直流電圧の振幅ならびに振幅の角度依存性を測定すれば、磁気モーメントの動的挙動を与える成分が高周波磁場なのかスピントランスファー効果によるものを区別し、そのトルクの大きさを定量的に測定することができる点である。これは、非常に重要な結果であり、基礎研究・応用研究をする際の指標となる。図 2(a)に直流電流を印加していないときの直流電圧スペクトルを示す。この結果から、強磁性共鳴状態において、はっきりとした直流電圧スペクトルが発生している。よく見ると微小な振動構造を持つことがわかる。これは、スピン波励起による構造である。細線長軸ならびに短軸方向に発生した直流電圧スペクトルの振幅の角度依存性をそれぞれ図 2(b)と(c)にプロットした。十分に強い外部磁場を印加すると、磁気モーメントが外部磁場方向を向くことから、上述した解析式から期待される角度依存性として、細線長軸方向では、 $\sin 2\phi \cos \phi$ と短軸方向では、 $\cos 2\phi \cos \phi$

である。図 2(b)ならびに(c)の外部磁場が 500 Oe の時には、ほぼ解析モデルと一致していることが分かった。スピン波のモードを特定するために、外部磁場依存性を測定した結果を図 3 に示す。図 3 から量子化されたスピン波モードがいくつか存在していることが分かった。

スピン波が励起された状態では、スピンが空間的にねじれた状態になっているため、そこにスピン偏極した伝導電子が流れるとドップラー効果やスピントランスファー効果による新しい磁気励起が期待される。実際に、直流電流を入力したのが、図 4 である。図 4 の結果から直流電流を印加すると面内のスピン波モード(低周波側 7 GHz 付近)と面に垂直なスピン波のモード(高周波側 11 GHz 付近)があるうち、特に面に垂直なスピン波モードが増大していることがわかった。このモードが、スピントルクによる寄与が大きい場合には、図 5(c)に示した $\cos 2\phi$ の角度依存性を示すことが期待されたが、本研究ではその寄与は小さく外部磁場ならびにスピン波モードそのものが作り出す交流磁場による影響が大きいことが分かった。これは、スピン波によるスピンの空間的なねじれが小さいためだと考えられる。以上のように、微小磁性体におけるマイクロ波分光測定を確立した。

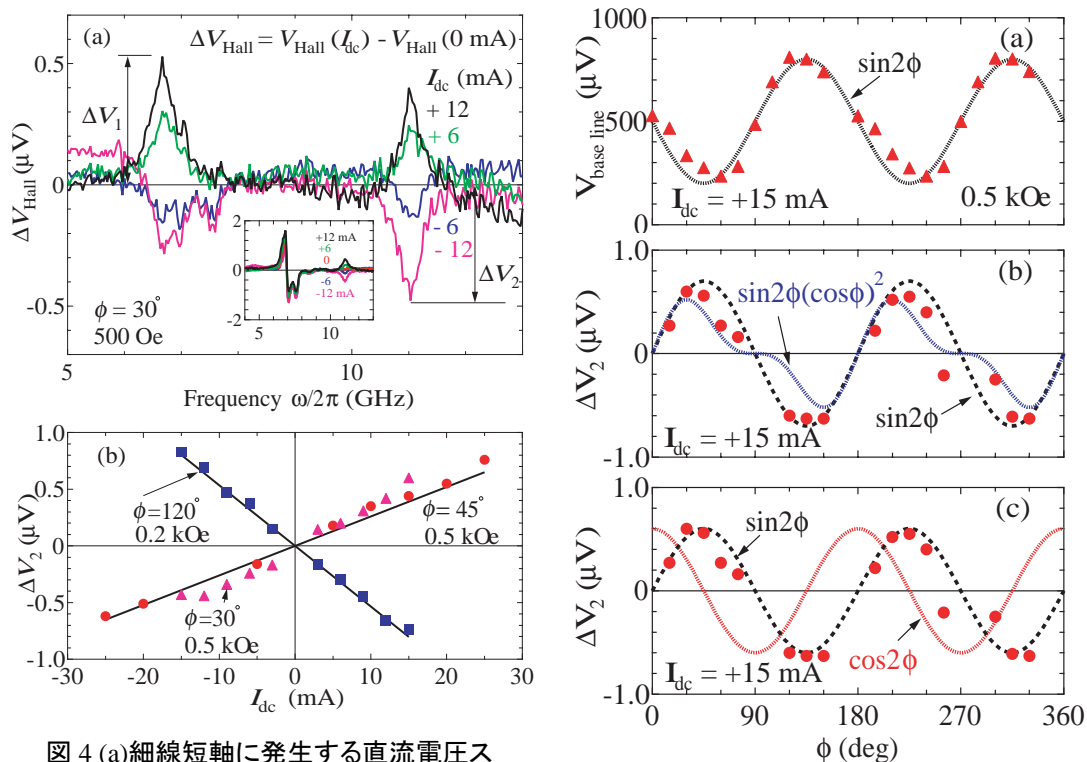


図 4 (a)細線短軸に発生する直流電圧ス
クトルの直流電流依存性. (b)振幅の
流電流依存性.

たときのスペクトル
存性. 振幅の角度依
・垂直)ならびに(c)
熱)項に由来する成
した結果.

さらに、ナノ磁性体単体は非常に微小であることから、内部で起きている量子化されたスピン波状態を検出することは非常に困難である。本研究では、ナノ磁性体単体の微小スピンドायナミックスを電氣的に検出し、特に高周波磁場によって励起されるスピンドायナミックスについて研究を行った。

ここでは、高周波磁場成分のみでナノ磁性体の動的磁化挙動を励起し、その磁気応答を電氣的に検出する実験を行い、その物理機構の解明と微小磁気構造の動的挙動の超高感度検出手法としての実験技術を確立した。この実験では、特に高周波磁場をナノ磁性細線に面直・面内に人為的に印加して整流効果を測定する試料を作製し、磁気モーメントの動的挙動をランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式を用いて詳細に解析し、解析モデルを用いて実験結果を説明できることを示した。以下、詳細について簡単に記載する。

図 6 にMgO基板上に電子線リソグラフィーとリフトオフ法を用いて作製した $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 直線形状細線とコプレーナリーガイド電極ならびに測定回路の概念図を示す。図 6(a)は細線面内に高周波磁場を印加するために、コプレーナリーガイドの上に $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 細線を配置した試料の模式図と実際の試料光学顕微鏡像である。図 6(b)は細線面直に高周波磁場を印加するために、コプレーナリーガイドの信号線とグランド線の間に細線試料を配置した試料の模式図と試料光学顕微鏡像である。これらの配置によって、図 7 に示すように高周波磁場が試料に印加されることが高周波電磁波解析シミュレーターで確認した。

面内・面直磁場は高周波信号で発生させるが、このとき細線試料にも電流が流れるため、整流効果が発生するので、細線内部の磁気モーメントの挙動が解析できる。面内磁場励起と面直磁場励起それぞれの場合について、実験を行った結果を図 8 ならびに図 9 に示す。

発生した直流電圧信号 ΔV_0 の外部磁場角度依存性は面内・面直磁場励起の場合は、簡単なモデルから以下ようになる。

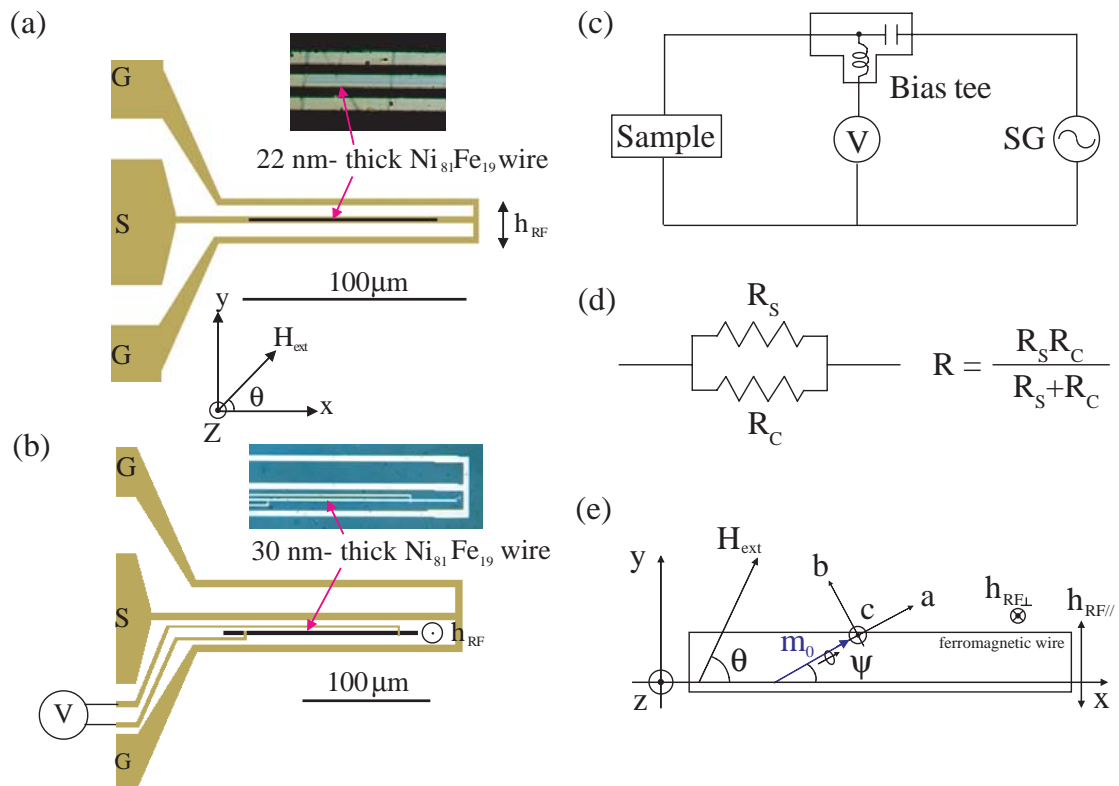


図 6 MgO 基板上に作製した試料細線と電極の光学顕微鏡写真ならびに測定回路の概念図。

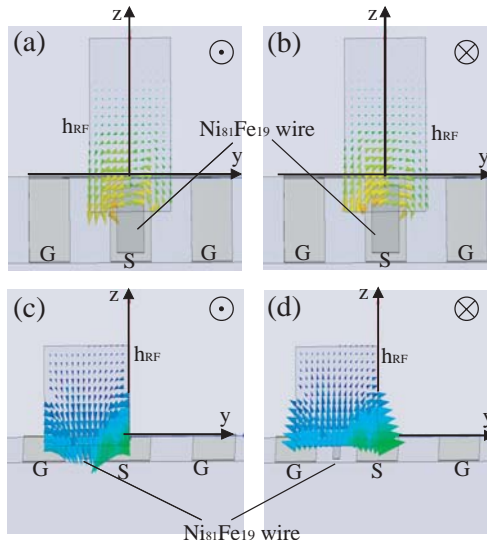


図 7 高周波磁場の空間分布

- (a)(b) 面内磁場励起
(c)(d) 面直磁場励起

(i) 面内磁場励起

$$V_0(\omega) \propto \sin 2\theta \cos \theta \quad (|H_{\text{ext}}| \gg |H_A|)$$

$$V_0(\omega) \propto H_{\text{ext}} \sin \theta \quad (|H_{\text{ext}}| \ll |H_A|)$$

(ii) 面直磁場励起

$$V_0(\omega) = -B(\omega) \cdot \frac{I_s \cdot I_c \cdot \Delta R \cdot \omega^2 \cdot \alpha \cdot \Delta}{2y} \cdot \sin 2\theta$$

$$(|H_{\text{ext}}| \gg |H_A|)$$

面内ならびに面直磁場励起による直流電圧信号 ΔV_0 の外部磁場角度依存性の測定結果を図 10 ならびに図 11 にそれぞれ示す。それぞれの結果は、モデルとよく一致しており、細線内部の磁気モーメントの動的挙動がランダウ・リフシッツ・ギルバード方程式によって記述できることを示している。しかし、面直磁場励起の場合において、低磁場の場合について

ではモデルと一致せず、高次のスピン波励起あるいは何か別の機構があると考えられる。

また、面内磁場励起の場合とマイクロ波直接励起の場合におけるスペクトル形状について、面

内磁場励起の場合は、分散型のスペクトルとなるが、マイクロ波直接励起の場合にはローレンツ型のスペクトル形状になることがわかった。これは、磁気モーメントの動的挙動を誘発するトルク
の方向が 90 度異なっているために生じていると考えられる。

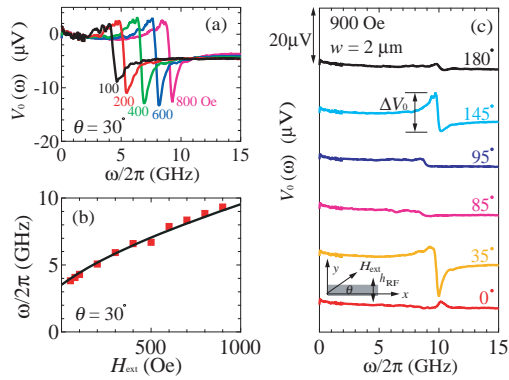


図 8 面内磁場励起による細線ならびにコプレナーガイド電極に発生した直流電圧信号の高周波周波数ならびに外部磁場依存性。

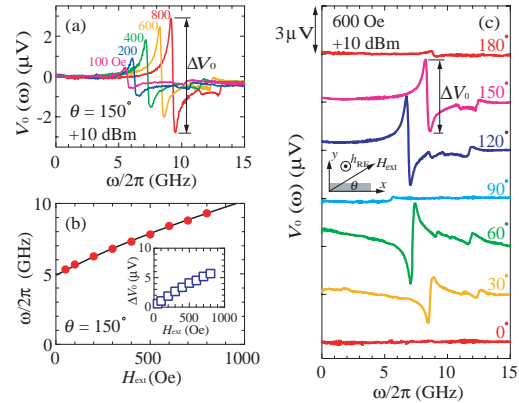


図 9 面直磁場励起による細線ならびにコプレナーガイド電極に発生した直流電圧信号の高周波周波数ならびに外部磁場依存性。

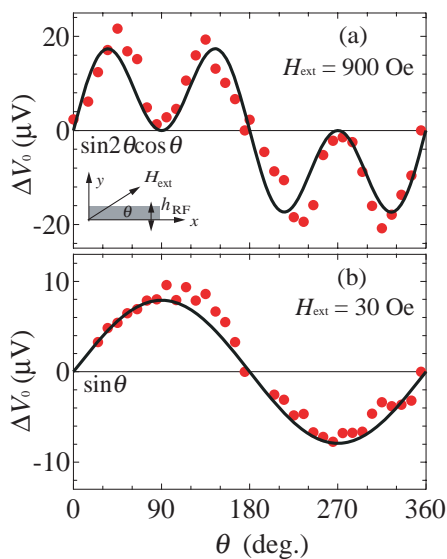


図 10 高周波面内磁場励起による直流電圧信号 ΔV_0 の外部磁場印加角度依存性。

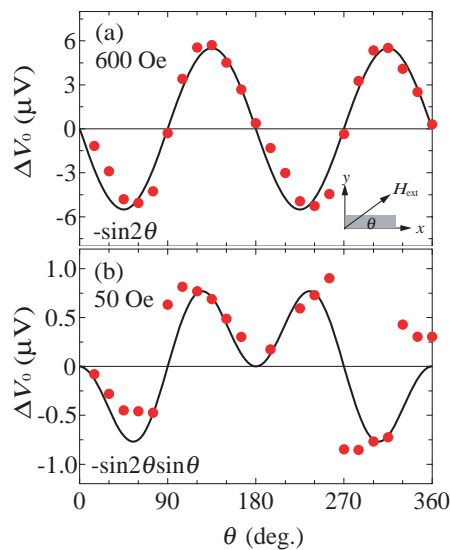


図 11 高周波面直磁場励起による直流電圧信号 ΔV_0 の外部磁場印加角度依存性。

【2】ナノ磁性体内部の磁気構造の動的挙動の電気的検出

次に、スピンの空間的な分布を大きく変えた構造を作製して実験を行った。図 12 は、 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ で作製した半径 $3\mu\text{m}$ の磁気ドットの光学顕微鏡像、磁気構造の外部磁場依存性のシミュレーション結果ならびにプレーナーホール効果の測定結果 (図 12(b)) を示している。磁気ドットでは、静磁エネルギーを最小にするために、磁気渦が入り、スピンの空間変化が非常に大きな磁気構造を形成する。プレーナーホール効果の測定結果では、磁気構造変化に伴って大きな変化が対応して測定できることが分かる。

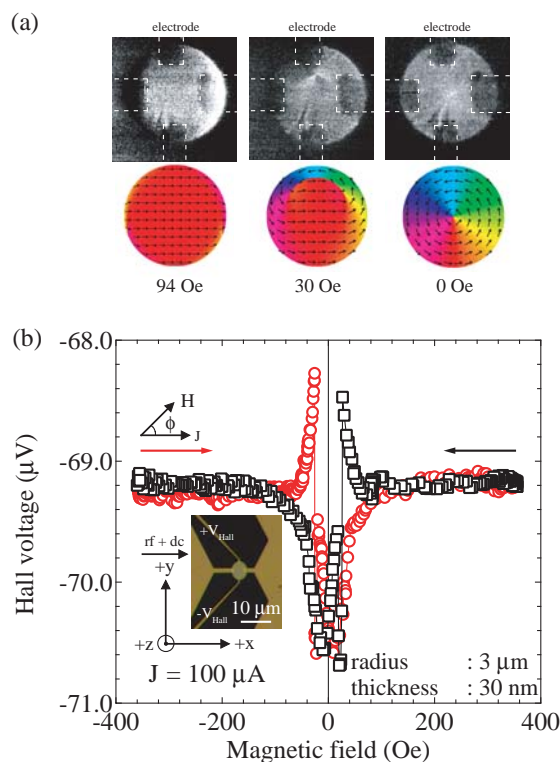


図 12 (a)磁気ドットの磁場中磁気力顕微鏡観察像とマイクロマグネティクス計算による磁気ドット内部の磁気構造の外部磁場依存性. (b) 外部磁場を電流方向に対して、面内で垂直に印加した ($\phi = 90^\circ$) 場合のプレーナーホール電圧の磁場依存性.

微視的には磁化の減衰成分と競合する形で寄与するため、半値幅も直流電流によって変化することが期待される。図 14(a)では、直流電流の印加に伴い、スペクトルが周波数シフトしていることがわかる。この周波数シフトをプロットしたのが、図 14(b)である。直流電流に対して直線的に共鳴周波数が変化していることがわかる。さらに振幅ならびに半値幅についても同様の結果が得られた。(図 14(c)ならびに 14(d)を参照)これらのことは、理論的に予想された現象と非常によく一致していることがわかった。非対称な形状の共鳴スペクトルは、磁気渦の非線形な旋回運動を反映していることを理論的に説明した。

直流電流によって、共鳴周波数が制御できることから周波数を直流電圧や直流電流で変調して検波する素子等に应用できることが期待される。

さらに、磁気円盤は、図 15 に示すように静磁エネルギーと交換エネルギーとの競合により、磁気モーメントが面内で回転する磁気構造を形成する。円盤の中心付近では、隣接する磁気モーメント間の相対角度が大きくなり、交換エネルギーが非常に大きくなるため、円盤中心付近で

次に、一定の外部磁場を印加して高周波電流を周波数掃引しながら、プレーナーホール電圧の直流電圧スペクトルを測定した結果を図 13(a)(b)に示す。外部磁場は、面内で高周波電流に対して垂直に印加している。図 13(b)の結果から、外部磁場が大きな場合には直流スペクトルは現れないが、外部磁場が 18Oe 程度になると共鳴構造が出現することがわかる。この共鳴スペクトルは、外部磁場の印加方向を反転すると反転することが分かった。さらに、外部磁場を印加すると磁気渦が移動して、磁気ドットの構造に由来するポテンシャルと外部磁場とが釣り合う位置に移動する。高周波電流を入力すると、その平衡位置を中心にして磁気渦が振動するので、磁気抵抗の振動成分が発生し、高周波電流と重ねあわされることで整流効果が起きて、前述の細線の場合と同様に直流電圧スペクトルが発生する。外部磁場の大きさによって、平衡位置がずれてくるので、共鳴周波数ならびに振動振幅が変化することになる。

ここで、直流電流を入力すると、スピンの空間的にねじれた状態が形成されているので、スピントランスファー効果が発現し、磁気渦が直流電流と垂直方向に移動することが考えられる。つまり、平衡位置を直流電流によって移動させるため、共鳴周波数ならびに振動振幅が直流電流によって変化するはずである。さらに、スピントランスファートルクは、

は磁化が吹き出す磁気渦構造を形成する。磁気渦は、この面内から吹き出す磁化の方向を示す polarity ならび面内での磁気モーメントの回転方向を示す chirality の2つのパラメータで表現

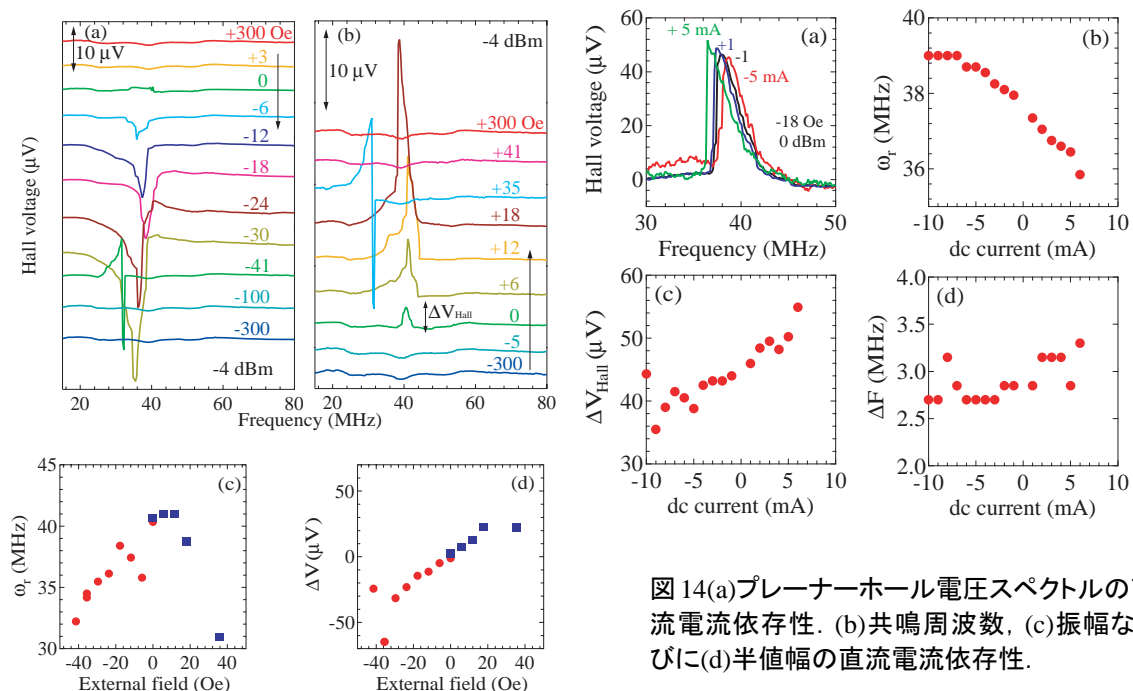


図 14(a)プレーナーホール電圧スペクトルの直流電流依存性. (b)共鳴周波数, (c)振幅ならびに(d)半値幅の直流電流依存性.

図 13(a)(b)プレーナーホール電圧スペクトルの外部磁場依存性. (c)共鳴周波数ならびに (d)振幅の外部磁場依存性.

することができる。この2つのパラメータは、磁気渦中心部の磁化が磁気円盤面に対して上向きか下向きかによって、それぞれ $P=+1$ と $P=-1$ と表現され、面内の磁化の回転方向が右回りか左回りかによって、それぞれ $C=+1$ と $C=-1$ と表される。この4つの状態のエネルギーは縮退しており、見分けるのは困難である。磁気力顕微鏡を用いると polarity を明らかにすることができるが、その動的挙動や chirality に対する情報を得ることができない。本研究で明らかにした微小磁性体の高周波応答ならびに検出方法の確立によって、4つの状態を電氣的に分離して検出し、その動的挙動を明らかにすることに成功した。

測定回路の概念図を図 16 に示す。面内で外部磁場を高周波入力方向に対して、角度 φ で印加する。polarity は、磁気円盤に対して、面直方向に 5kOe 以上の外部磁場を印加し、無磁場状態に戻すことで $P=+1$ と $P=-1$ を制御することができる。一方、chirality は磁気円盤にタグをつけ、タグに平行に外部磁場を印加することによって、制御することができる。本研究では、以上の方法によって Polarity ならびに chirality を制御した磁気円盤に対して、その高周波による磁気渦共鳴励起スペクトルを測定し、外部磁場の応答特性から、polarity ならびに chirality の依存性を検出した。

図 17 に、角度 $\varphi=0^\circ$ で印外部磁場を印加した際のスペクトルの polarity ならびに chirality の依存性を示す。磁気渦の動的特性は磁化の動的挙動を記述する運動方程式であるランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式から特異な構造に対して変形した Thiele の方程式で記述される。

$$G(P) \times (\mathbf{u} - \dot{\mathbf{r}}) = -\frac{\delta U}{\delta \mathbf{r}} - \alpha D\dot{\mathbf{r}} + \beta D\mathbf{u} \quad (12)$$

ここで、 $G(P) = -P \frac{2\pi M_s}{\gamma} \mathbf{e}_z$ は、面直方向にベクトル方向を持つ磁気渦の吹き出し磁化に対

応するジャイロベクトルである。スピン角運動量移行は $u = \frac{\mu_B p J}{e M_S} e_x$ と与えられる。ここで、 J は電

流密度、 μ_B はボーア磁子、 e は素電荷、 p はスピン分極率である。 α は磁気緩和を表すギルバート減衰項、 β は非断熱的なスピン角運動量移行に対する寄与を示す係数、 D はエネルギー散逸を示すダンピング・テンソルである。 U は交換相互作用エネルギー、静磁エネルギー、ゼー

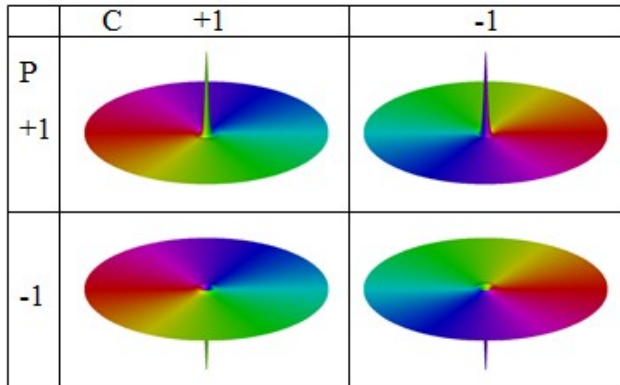


図 15 磁気渦状態。

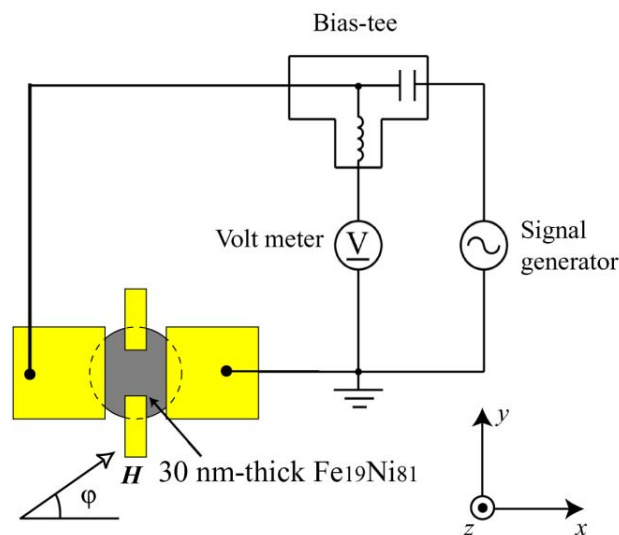


図 16 測定回路の概念図。

て、磁気渦は電極間に入り、その場所で旋回運動するため、電極間の磁気抵抗は時間変化を起こす。しかし、同じchiralityで図19(d)のように外部磁場を反転させると、磁気渦は電極の下に移動し、電極間の磁気抵抗は時間変化しなくなる。chiralityを反転させた場合は、図19(b)ならびに(c)に対応する。このことは、図18に示すように、外部磁場の印加方向によって、共鳴スペクトルが検出できる場合とできない場合があることに対応する。すなわち、電極の取り付けを左右非対称にすることによって、chiralityを検出することができる。もし、電極を左右対称に取り付けられれば、共鳴スペクトルは、外部磁場の印加方向に依存せず、プラス方向($\phi=90^\circ$)角度でもマイナス方向($\phi=180^\circ$)で対称に出現することが期待される。実際に、対称な電極構造では図20(b)に示すように外部磁場の方向に対して対称な共鳴スペクトルが得られることがわかった。

以上のように、縮退した4つの状態を世界で初めて電氣的に完璧に検出できることを示した。

マンエネルギーなどからなる系全体のポテンシャルエネルギーである。

ここで、高周波電流を磁気円盤に入力すると、磁気渦はpolarityに依存した旋回運動を行い、系全体の磁気抵抗が時間的に変化する。polarityは旋回運動の位相を与えることになるので、polarityが異なると、スペクトルの符号は反転することになる。図17(a)と(c)を比較すると、そのスペクトルの挙動がpolarityによって反転している。ここで、

図17(b)を(a)ならびに(c)と比較すると、chiralityはスペクトルには寄与しないことがわかる。

次に、角度 $\phi=90^\circ$ で外部磁場を印加した際のスペクトルのpolarityならびにchiralityの依存性について図18に示す。今度は図18(a)と(b)を比較すると、chiralityの符号により、外部磁場の応答特性が変化していることがわかる。ここで、polarityは図18(b)と(c)の比較から、スペクトルには影響を及ぼさないことがわかる。このスペクトル変化は、次のように説明が出来る。まず、chiralityが $C=+1$ のときを考えよう。外部磁場を角度 $\phi=90^\circ$ で図19(a)のように上向き(y方向)に印加すると、外部磁場と平行な磁区が成長するように磁気渦は外部磁場印加方向に対して、垂直に移動する。このとき、電極を円盤に対して左右非対称に配列しておく、と、ある程度の外部磁場を印加することによ

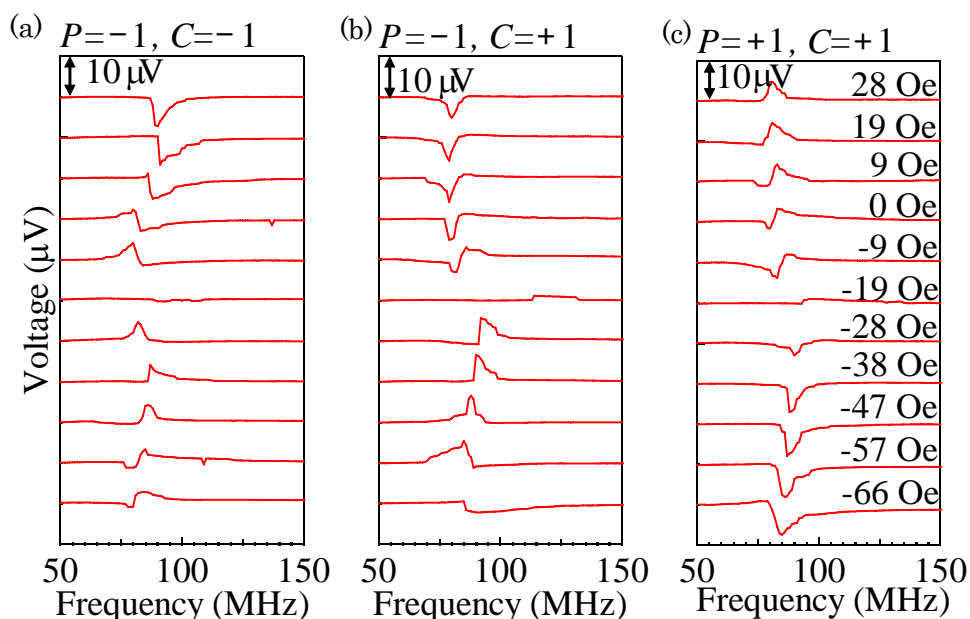


図17 外部磁場印加方向 $\varphi=0^\circ$ に対する共鳴スペクトル依存性. (a) $P=-1, C=-1$, (b) $P=-1, C=+1$, (c) $P=+1, C=+1$.

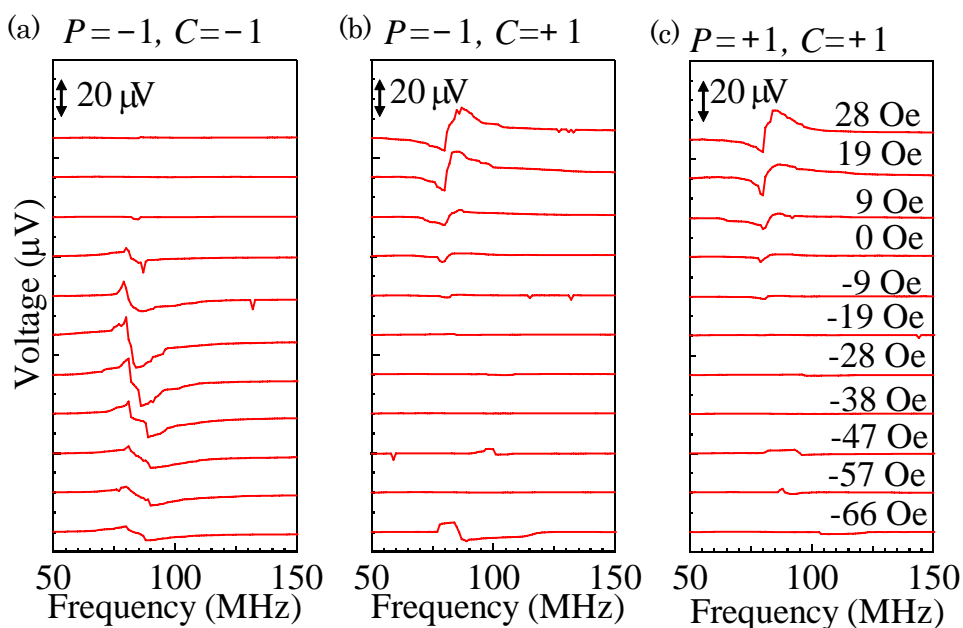


図18 外部磁場印加方向 $\varphi=90^\circ$ に対する共鳴スペクトル依存性. (a) $P=-1, C=-1$, (b) $P=-1, C=+1$, (c) $P=+1, C=+1$.

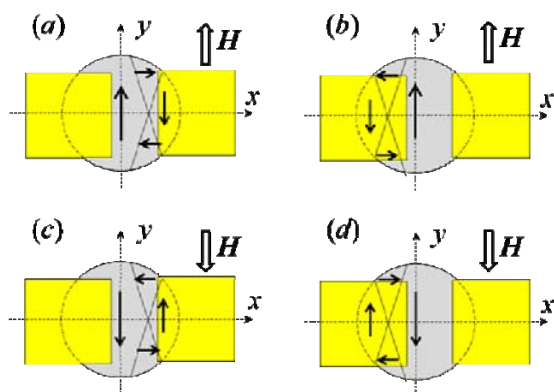


図19 外部磁場を $\varphi=90^\circ$ 方向に印加した場合の磁気渦の移動と磁状態ならびに電極構造の配置図。ここで、黒矢印は磁化の方向を示す。(a) $H_y > 0$ at $C=+1$. (b) $H_y > 0$ at $C=-1$. (c) $H_y < 0$ at $C=-1$. (d) $H_y < 0$ at $C=+1$.

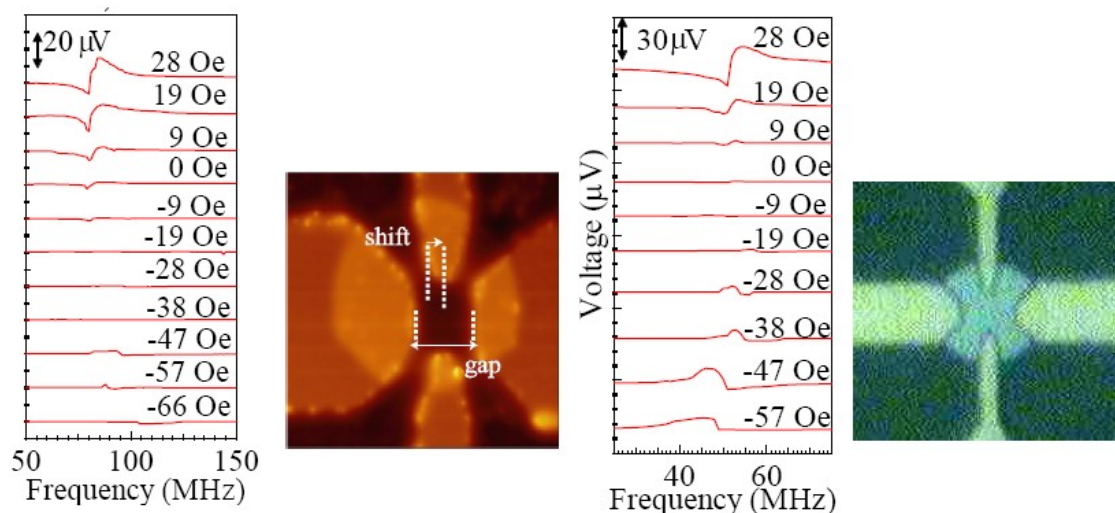


図 20 電極配置と共鳴スペクトルの外部磁場依存性(外部磁場印加方向は、 $\phi=90^\circ$)。左：電極配置が左右非対称な場合。右：電極配置が左右対称な場合。

その他、磁壁の内部構造に起因する共鳴スペクトルを検出することにも成功し、磁壁を生成・消滅させる度に、その共鳴スペクトルの形状が微妙に異なったパターンを出力することを明らかにした。これは、磁壁内部において、結晶欠陥や不純物によって磁壁内部の磁気モーメントの局所的な方向が変化することによって、強磁性共鳴周波数に分布が出現することによって起因すると考えられる。この現象を磁気指紋と呼び話題を集めた。これは、セキュリティの高い暗号通信の鍵として利用できる可能性がある。

【2】ナノ磁性細線の強磁性共鳴中における透磁率ならびに誘電率の測定手法

ここでは、透磁率ならびに誘電率において、負となる物質を創製する一つの試みとして、強磁性金属ナノ磁性細線を伝送路に用いた場合について、その透磁率ならびに誘電率の測定と解析手法について行った。金属細線は、マイクロ波領域では、一般に負の誘電率を呈しており、強磁性共鳴状態では共鳴によって正負に変化する透磁率を呈する周波数領域を持っている。そこで、ナノ磁性体細線を伝送路に用いると、強磁性共鳴状態において、誘電率も透磁率も負となる周波数領域があるのではないかと考え、その透磁率ならびに誘電率測定を行った。コプレーナー構造に $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ 細線を配置し、マイクロ波応答であるSパラメータの測定を行った。図 21 に測定に用いた試料の光学顕微鏡像ならびに測定結果を示す。外部磁場は、細線長軸に対して平行に面内で印加した。図 21(a)ならびに(b)では共鳴スペクトルが観測され、その共鳴周波数と外部磁場の関係は、図 21(c)のようになる。強磁性共鳴を記述する一様モードで磁化ダイナミクスを記述できることが分かった。さて、得られたSパラメータから透磁率ならびに誘電率にするには、以下の手続きを行う。まず、ランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式から出発し、磁化の微小歳差運動成分 m が高周波磁場 h_{rf} に次のような応答を行うとする。

$$m = \hat{\chi} h_{\text{rf}}$$

ここで

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \chi'_{bb} & i\chi''_{bc} \\ 0 & -i\chi''_{cb} & \chi'_{cc} \end{pmatrix},$$

各係数は、以下で与えられる。

$$\chi'_{bb} = \frac{\gamma_0 H'_c + i\omega\alpha}{\left[\omega_k^2 - (1+\alpha^2)\omega^2\right] + i\omega\alpha\Delta}, \chi'_{cc} = \frac{\gamma_0 H'_b + i\omega\alpha}{\left[\omega_k^2 - (1+\alpha^2)\omega^2\right] + i\omega\alpha\Delta}, \chi''_{bc} = \chi''_{cb} = \frac{\omega}{\left[\omega_k^2 - (1+\alpha^2)\omega^2\right] + i\omega\alpha\Delta}.$$

ここで、共鳴周波数は、 $\omega_k = \sqrt{\gamma_0^2 H'_b H'_c}$ で与えられる。 H'_b と H'_c は有効磁場である。強磁性細線の透磁率とインピーダンスは、 $\mu = \mu' - i\mu'' = 1 + \chi' - i\chi''$ ならびに $Z_C = Z_R + iZ_I = [R + \omega\mu''L_0] + i\omega\mu'L_0$ となる。さらに、透磁率ならびに誘電率を求めるために、以下に示すF行列を導入し、S行列と対応させることで、透磁率と誘電率を計算する。系の持つ有効的な屈折率ならびに特性インピーダンスをそれぞれ、 n と Z_C とすると、それらはS

$$\text{パラメータを用いて } n = \frac{1}{kp} \cos^{-1} \left(\frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}} \right) \text{ と } Z_C = Z_0 \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 + S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 + S_{21}^2}}.$$

となる。結果として、有効的な透磁率 $\mu(\omega)$ ならびに誘電率 $\varepsilon(\omega)$ は、 $\mu(\omega) = \sqrt{nZ_C}$ ならびに $\varepsilon(\omega) = \sqrt{\frac{n}{Z_C}}$ と与えられる。以上の解析を用いて、評価したのが図22である。残念ながら、この条件では誘電率も透磁率も負になる領域がないことが分かった。基板も含めた全体の試料構造を考慮する必要があることが分かった。

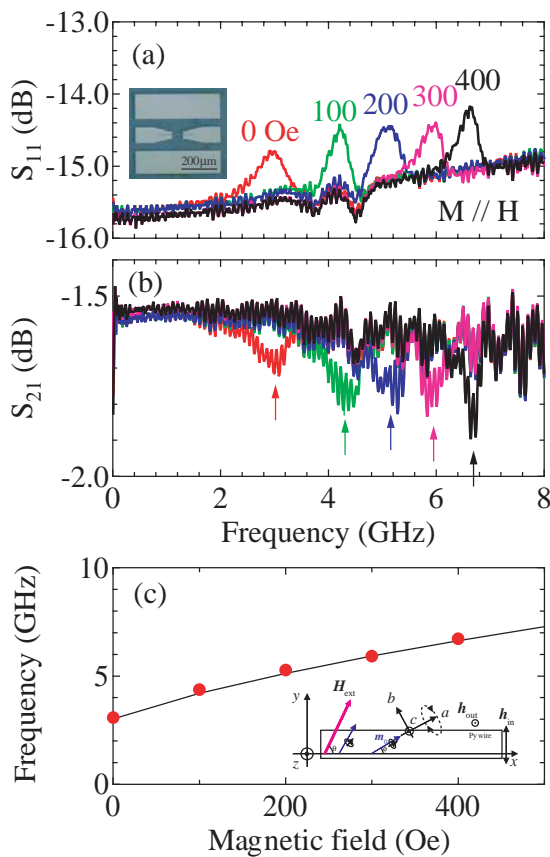


図21 強磁性細線の(a)S11ならびに(b)S21パラメータと(c)共鳴周波数の外部磁場依存性。実線は一般的な強磁性共鳴から得られる関係式。

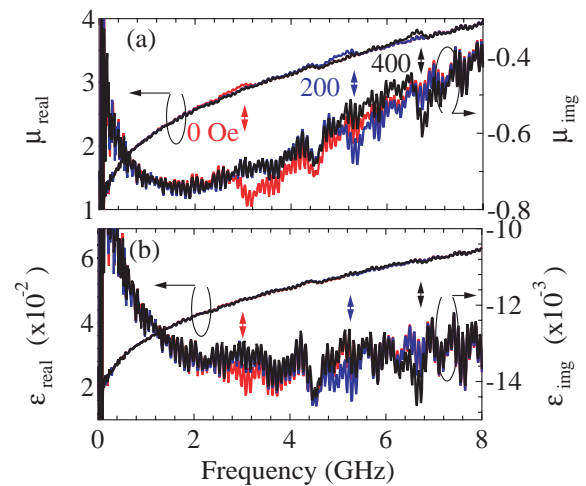


図22 (a)透磁率ならびに(b)誘電率の外部磁場依存性。

【4】単結晶 Fe 細線中の単一磁壁移動の究明

ナノ磁性体の基本的な磁化反転機構を究明するために、単結晶 Fe 細線に注目した。Fe は単結晶化することが比較的容易であり、結晶磁気異方性を反映した磁化反転ならびに磁化緩和機構が出現することが期待される。さらに多結晶構造との比較によって、結晶粒界などの影響を踏まえて、基礎物理機構を理解することができると考え研究を行った。

多結晶 Fe 細線の磁化反転機構は単一磁壁移動によって起こり、その速度はランダウ・リフシッツ・ギルバート方程式から集団運動系として磁壁の運動を記述したモデルから、その平均速度は、外部磁場 H と磁壁移動度 μ を用いて

$$v = \mu(H - H_{sw}) \quad (13)$$

と表すことができる。 H_{sw} は磁壁生成磁場で、サンプルの形状と物質で決まる。

ここで、Slonczewski らの提唱したモデル(J. C. Slonczewski, Int. J. Magn. 2, 85 (1972); J. Appl. Phys. 44, 1759 (1973); 45, 2705 (1974).)によると、外部磁場が Walker breakdown の起きる磁場 (Walker 磁場) H_w よりも小さい時 ($H < H_w$)、磁壁移動度 μ は、

$$\mu = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} \quad (14)$$

と表される(N. L. Schryer and L. R. Walker, J. Appl. Phys. 45 5406 (1974).)。 γ は磁気回転比、 α は Gilbert ダンピング定数、 Δ は磁壁幅である。ここで、磁壁幅 Δ は、 $\Delta = \sqrt{A/K}$ と表され、 A と K は交換スティフネス定数および磁気異方性定数である。また、Walker 磁場は、飽和磁化 M_s と反磁場係数 N を用いて、 $H_w = \alpha N M_s$ と書き表せる。外部磁場が Walker 磁場よりも十分に大きい時 ($H \gg H_w$) は、

$$\mu = \frac{\gamma \Delta}{\left(\alpha + \frac{1}{\alpha}\right)} \quad (15)$$

となる。 Walker 磁場以下では磁壁が形状変化せずに移動し、その場合には Slonczewski のモデルを用いて定量的な説明をすることができる。しかし、Walker breakdown 後の磁壁移動は Slonczewski のモデルでは定性的な説明しか与えない。 $H \gg H_w$ のときには、磁壁が移動するとスピン波が発生し、スピン系から格子系へのエネルギーの散逸が大きくなる。そこで、有効ダンピング定数 α_{eff} を導入すると、式(15)は、

$$\mu = \frac{\gamma \Delta}{\alpha_{eff}} \quad (16)$$

と書き直すことができる。式(16)を用いることにより、 $H \gg H_w$ での磁壁移動を $H < H_w$ の場合と同じように取り扱うことができる。すなわち、Walker breakdown の前後で磁壁を剛体として取り扱うことができる。式(16)より有効ダンピング定数 α_{eff} は、

$$\alpha_{eff} = \frac{\gamma \Delta}{\mu} \quad (17)$$

と書き表せる。Fe の場合、 $\gamma = 2.84 \times 10^6$ Hz/Oe、 $A = 6.14 \times 10^{-10}$ J/m である。また、形状は多結晶試料、単結晶試料ともほぼ同じであり、その形状磁気異方性は、 $K_u = E_d \approx 3 \times 10^6$ J/m³ である。したがって、式(17)から有効ダンピング定数を決定することができる。

磁化固定層が多結晶Feで構成される試料(以下、多結晶試料)および単結晶Feで構成される試料(以下、単結晶試料)をそれぞれ作製した。多結晶試料と単結晶試料はそれぞれSiO₂基板ならびにMgO基板に作製し、基板のみを変え、その他の手順はすべて同じ条件の下で作製した。ここで、単結晶試料については、基板の面方位により成長するFe層の結晶方位が異なるため、MgO(100)基板およびMgO(110)基板を用いた。作製した多結晶試料薄膜と単結晶試料薄膜の結晶性と表面情報および結晶配向性を評価するために、反射高速電子線回折(Reflection High Energy Electron Diffraction: RHEED)と面内薄膜X線回折(in-plane Thin Film X-ray Diffraction: in-plane TF-XRD)を行った。作製した多結晶試料薄膜および単結晶試料薄膜

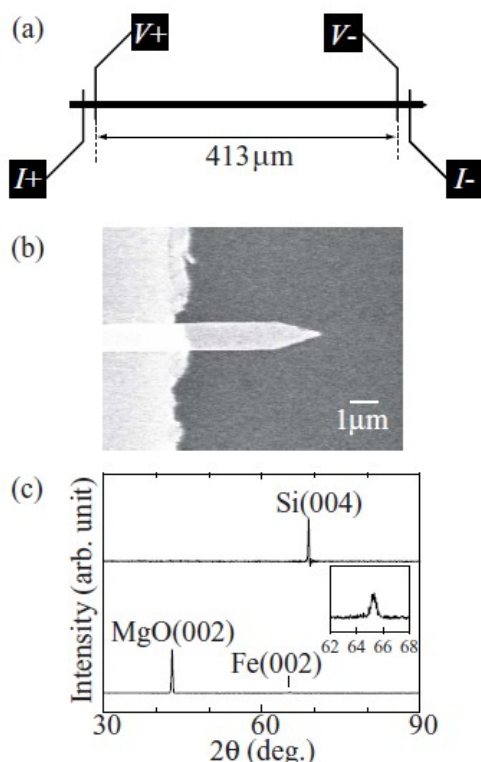


図 21 (a) 試料全体の概念図 (b) 尖った先端形状を付与した細線の一端 (c) X 線回折による薄膜評価結果.

膜を電子線描画装置(Electron Beam Lithography)とAr⁺ミリング(Ar⁺ milling)を用いて細線構造に微細加工した。多結晶試料細線(以下、サンプル多結晶)、単結晶試料では、細線長軸がFe(100)[001]_{bcc}に平行なもの(以下、サンプルFe[100])、Fe(100)[011]_{bcc}に平行なもの(以下、サンプルFe[110])の3種類をそれぞれ作製した。

試料概略図と走査電子顕微鏡(Scanning Electron Microscope: SEM)像を図 21 に示す。細線は線幅 1 μm、長さ 500 μm である。細線構造は、図 21(b)に示すように、磁壁の生成および駆動を一方に制限するために、細線の一端を鋭くした。このような構造を付与することで、磁壁は左端(尖っていない端)で生成し、細線中を長軸方向に沿って右端(尖っている端)に向けて移動する。微細加工した細線に、電気抵抗測定用の電圧電圧四端子電極を電子線描画およびリフトオフ(Lift-off)法を用いて作製した。電極は、Cr (3 nm) / Au (80 nm) で作製した。電圧端子間距離は 413 μm である。本実験で用いた単結晶 Fe(001)面の XRD 回折測定結果を図 21(c)に示す。単結晶試料は所望の単結晶構造を得て、多結晶試料は多結晶構造になっていることを確認した。

抵抗測定は 77 K で行った。まず、外部磁場を -1.5 kOe 印加し、磁化自由層と磁化固定層の磁化を細線長軸方向に飽和させ試料を単磁区状態にした。外部磁場を 1 Oe/s で掃引したときの磁気抵抗測定結果を図 22(a)に示す。ここで、MR 比は

$$\text{MR ratio (\%)} = \frac{R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}}{R_{\text{P}}} \times 100 \quad (18)$$

と定義した。 R_{P} , R_{AP} はそれぞれ、2 つの強磁性層の磁化が互いに平行なときの抵抗と互いに反平行なときの抵抗の大きさである。まず、十分に大きな外部磁場を細線長軸方向に印加し、細線の磁化を飽和させる。このとき、磁化自由層であるFe₁₉Ni₈₁合金層も固着層であるFe層も外部磁場の方向に飽和している。それから、逆方向に磁場を掃引していき、磁化反転過程を電氣的に検出する。磁化自由層は保磁力が小さいので先に磁化反転を開始し、反転したところで磁化固着層の磁化反転が始まる。この磁化反転過程は、磁壁移動によるもので磁気抵抗の値と磁壁位置は一対一に対応している。つまり、磁壁位置は磁気抵抗の値から直ちにわかる。磁気抵抗値の変化について、測定時間の分解能を図 22(b)-(d)に示すように向上させると、磁壁移動の時間変化を検出することができる。単結晶試料では、磁気抵抗の時間変化は線形的な変化をしており、磁壁移動速度が一定であることがわかる。一方、多結晶では、少し非線形な磁気抵抗の時間変化をして

いることがわかる。これらの磁気抵抗の時間変化から、磁壁が電極間を通過する際の平均移動速度を決定すると、図 23 の結果を得た。

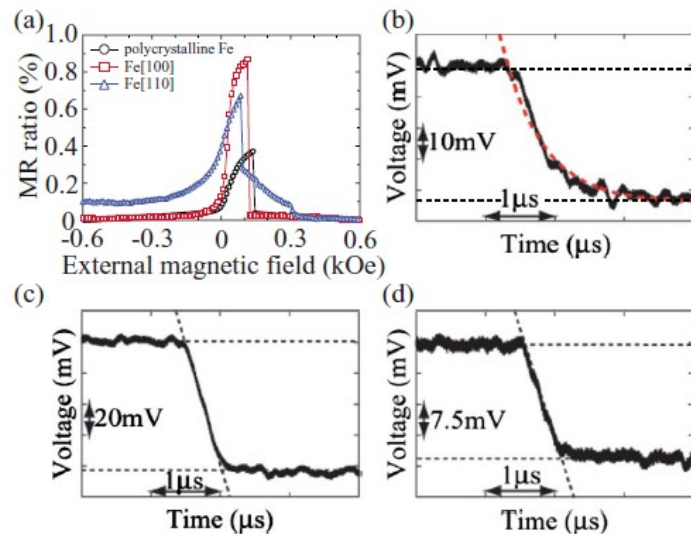


図 22 77 K での(a)磁気抵抗測定結果と(b)サンプル多結晶、(c)サンプル Fe[100], および(d)サンプル Fe[110]の磁気抵抗の時間分解測定結果。

単結晶 Fe[110]細線では、磁化反転磁場がほぼ一様な分布をもっており、この速度分布から、有効的な磁壁移動度を見積もった。すると、 $13.3 \text{ m/s} \cdot \text{Oe}$ となった。一方、多結晶試料については、分布が狭い範囲に集中している。本研究では、試料作製過程が同じになるように行っているため、ピン留め磁場の原因となる細線端のラフネスを単結晶も多結晶も同じとして、移動度を評価すると、多結晶試料では、 $2.9 \text{ m/s} \cdot \text{Oe}$ となった。式(17)から、有効的な磁気緩和に関するダ

ンピング項を求めることができる。単結晶試料ならびに多結晶試料では、それぞれ $\alpha_{\text{eff_single-crystal}} \approx 0.02$,

$\alpha_{\text{eff_polycrystal}} \approx 0.09$ である。さらに、サンプル Fe[100]では速度と反転磁場の分布が2つに分裂していることが図 23 からわかるが、この理由は結晶磁気異方性を反映して、磁化反転の経路にエ

ネルギー最小の軌道が2つ存在することによるものである。

以上の結果より、多結晶 Fe 細線と単結晶 Fe 細線では、単結晶 Fe 細線の方が多結晶 Fe 細線に比べ、有効ダンピング定数が小さく、磁壁がより速く移動することがわかった。さらに、系全体としては、形状による誘導磁気異方性の影響が支配的であるが、微視的な所で結晶磁気異方性の効果が無視できない寄与として磁壁移動過程に出現することがわかった。結晶性を制御したナノ構造を有しているからこそ、ここまで物理現象を明らかにすることができた。

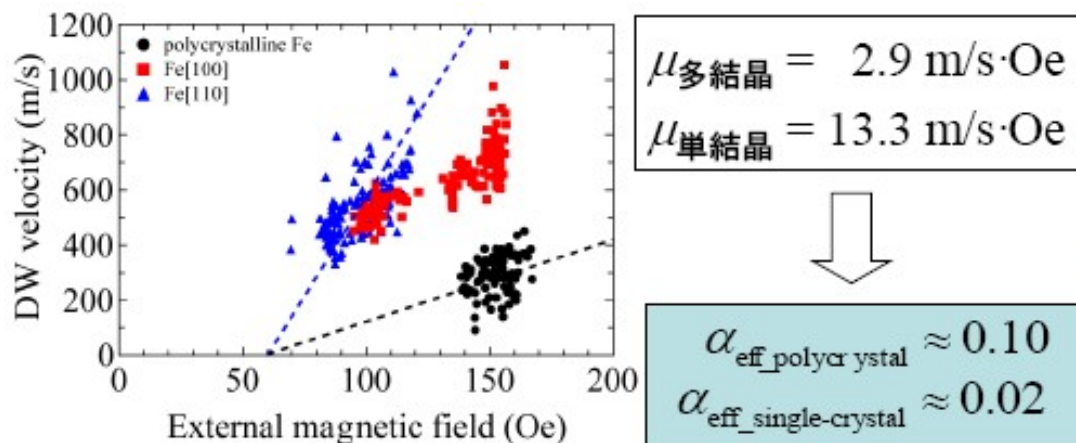


図 23 磁壁の平均移動速度の外部磁場依存性に対する結晶磁気異方性と結晶性の寄与。

【5】 単結晶 Fe と多結晶 Fe における磁気緩和機構について

次に、このように磁壁移動という局所的な磁化ダイナミクスから得られたダンピング定数が、強磁性共鳴から得られる系全体で一様な磁化ダイナミクスのダンピング定数とどのような関係があるのかを明らかにすることは、ナノ磁性体を素子として応用する場合、非常に重要な物理機構となる。そこで、本研究では、単結晶 Fe 細線ならびに多結晶 Fe 細線の強磁性共鳴を整流効果を用いて測定し、その共鳴スペクトルの半値幅から評価した。

試料作製方法は、磁壁移動測定で行った手法と基本的には同じであるが、電極構造は高周波を導入するため CPW 構造を形成し、単体の物性を評価するため GMR 構造を形成しなかった。図 24(a)に試料概念図と測定回路の概念図を示す。測定した結果を図 24(b)に示す。共鳴スペクトルが得られ、その半値幅から、単結晶試料ならびに多結晶試料のダンピング定数を 0.0345 ならびに 0.0804 と見積もった。磁壁移動からの測定結果に対応する関係が得られており、多結晶試料のほうがダンピング定数は大きい。これは、多結晶試料内には結晶粒界が多数存在するため、結晶磁気異方性の分散が大きい為に有効的な半値幅が広がっており、それが一様な磁化歳差モードを観測する強磁性共鳴に反映しているためだと考えられる。

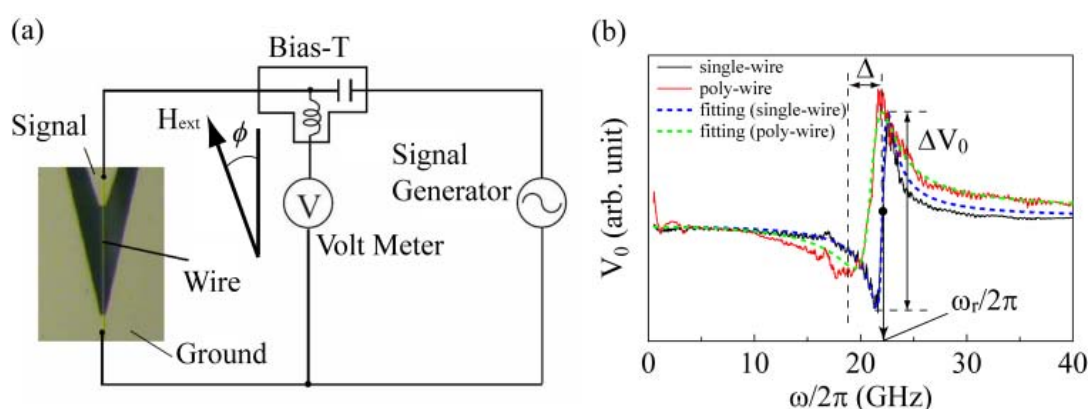


図 24 (a)単結晶 Fe[110]細線の光学顕微鏡像と測定回路概念図. (b) 単結晶 Fe[110]細線と多結晶 Fe 細線についての整流効果を用いた強磁性共鳴スペクトル.

【6】 層間結合相互作用の空間変調構造の実現と磁化反転機構の制御

ナノ構造を形成し、量子力学的な効果によってナノ磁性体の物性を制御し、それをナノ磁性体集積構造に利用する。本研究では、量子力学的効果が発現するナノ構造磁性体として、次のような系を提案した。巨大磁気抵抗効果 (Giant Magnetoresistance effect: GMR 効果) を示す強磁性 (F1) / 非磁性 (N) / 強磁性 (F2) 多層膜における強磁性層間結合ポテンシャルを空間的に変調し、磁壁を量子井戸ポテンシャルで閉じ込めたナノ磁性体を作製し、その磁化反転機構を制御し機能性素子の構成要素とする。GMR 効果は非磁性層膜厚によって結合は強磁性的あるいは反強磁性的と変化する。よって、空間反転対称性を破った非磁性層を有する多層膜細線では、空間的に強磁性層間の結合が強磁性的な領域と反強磁性的な領域が交互に出現する。F1 の磁化方向を固定して、F2 に磁壁を導入すると、図 25 のように、その磁壁位置を境にして強磁性的な結合と反強磁性的な結合ができるので、磁壁が非対称ポテンシャルに閉じ込められる。このとき、磁壁は磁気モーメントの集合体 (擬粒子) でその質量は 10^{-23} kg 程度であると期待できる。以下では、非対称ポテンシャルを導入した場合の特徴的な磁壁移動について、GMR 効果を用いて測定した結果を説明する。

図 25 は、実験に用いた試料構造の概念図を示し、非磁性層 N が空間的に変化することによって、強磁性層間に働く結合力が空間的に振動していることを示す。強磁性層 F2 の磁化が反転する際、F2 中に磁壁移動が生じる。このとき、2 つの強磁性層には結合力が働いているので磁壁の位置によって磁化反転が進行しやすい、あるいは進行しない位置が存在する。GMR による抵抗変化は、2 つの強磁性層の相対的な磁化配置に依存する。細線は 1 次元的な構造を有するた

め、細線中における磁壁位置とGMRによる磁気抵抗変化には一対一の関係があり、磁壁位置

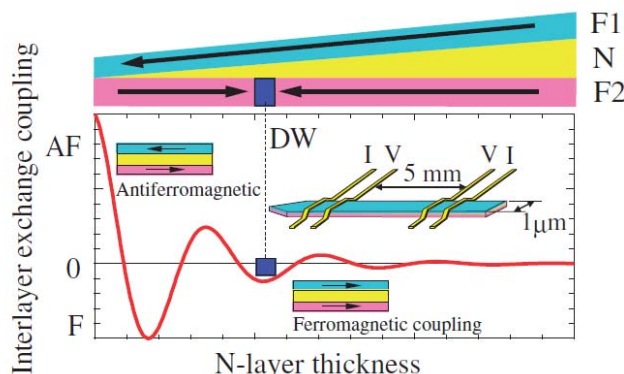


図 25 (a)非磁性層傾斜型 GMR 細線の構造図ならびに非磁性層内ポテンシャルエネルギーの空間変化。非磁性層の膜厚が勾配を持つことで非磁性層内に形成される量子井戸状態が空間的に変調され、2つの強磁性層 F1 と F2 の結合が強磁性的(平行配置:F)と反強磁性的(反平行配置:AF)とが細線長軸方向に沿って、交互に発現する。

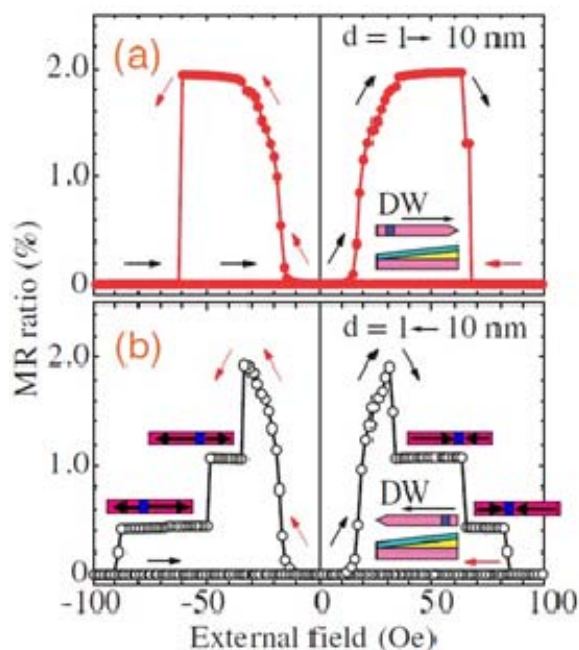


図 26 GMR効果の測定結果 (a):磁壁が左→右 (b):右→左に移動したときの磁気抵抗測定結果。ここでMR ratio(%) = $(R_{AF}-R_F)/R_F \times 100$ (%)で定義する。

3. 今後の展開

ナノ構造を形成することで、ナノ磁性体の物性、特に磁気特性と輸送現象について実験的にも理論的にも究明することが出来た。マイクロ波応答については、強磁性共鳴とスピン波励起による素励起を電氣的に超高感度に測定する技術確立し、その解析手法を与えることができ、今後の物性研究への適用が期待できる。新奇なナノ構造体を創製し、その物性測定

に対応した抵抗変化が得られ、磁壁位置を特定することができる。例えば、強磁性層F1が図25に示すように完全に左を向いており、強磁性層F2中の磁壁が結合力によって細線内のある場所に停止している場合には、磁気抵抗が階段状に変化することになる。図26(a)では、磁壁を結合力が十分に大きな位置から導入し、外部磁場によって磁壁を強制的に移動させると磁壁が強く束縛されている位置から一気に飛び出して、磁化反転が完了することを示している。一方で、図26(b)のように磁壁を弱い束縛位置から導入すると、束縛力が大きくなる位置で磁壁が停止して、階段状の磁気抵抗の変化を示すことがわかる。図26(b)の挿入図は磁化反転が進行している強磁性層中の磁化配置と磁壁位置を模式的に示した図である。

このような磁化反転機構は、非磁性層中に形成された量子井戸ポテンシャルエネルギーの空間微分が力であることを証明した世界で初めての実験結果である。研究成果は、国際会議・国内会議で多数の質問があり、結果を記載した刊行論文は大きな反響を呼んだ。空間勾配を有する量子井戸制御を行なうことができれば、磁化反転機構を制御できるので、機能性素子への応用が期待できる。

を行う際に有効に活用し得られた知見をフィードバックすることで、今後のナノ構造体ならびにその集結体の創製を促進できる。さらに、巨大磁気抵抗素子中の空間反転対称性を人為的に破ることによって、室温で動作する機能性素子を提案し、それをもとに不揮発性メモリやスピントランジスタ、リプロマブルな素子や電磁マテリアルの開発の基盤を築きつつある。これによって、スピントロニクスだけではなくマイクロ波工学や光学分野で発展しているメタマテリアル分野との融合を果たし、物質科学と工学分野の新奇な展開へと発展させたい。

4. 自己評価

電磁波よりも十分に小さな構造体から電磁波程度の構造体までの範囲において、目的とする電磁波に対して特異な振る舞いを示す新奇な物質や機能性素子の基礎を築くことが目的であった。目的を達成するために、注目したのが以下の4点であった。

1. マイクロ波によるナノ磁性体の応答(整流特性)を解明すること。ナノ磁性体が検波素子として振舞う点を考慮し、単体でも集合体でも活用できる機能性物質とする。そのために、基本的な物理機構を解明する。
2. ナノ磁性体の強磁性共鳴状態での透磁率ならびに誘電率の測定を行い、基本的な電磁波応答特性を明らかにすること。これも単体でも集合体でも活用できる機能性物質となる可能性を模索するためである。
3. 結晶性の違いによる磁化過程を解明する。
4. 室温で動作する電磁気学的な新奇な効果あるいは量子力学的な効果を用いた物性制御技術を確認する。

この4点の基礎物理の究明と基礎技術の確認を行うことで、多数の要素物質を融合することで目的にあわせた物質設計技術と方法を提供し、革新的デバイスに貢献する。

実際の研究では、集合体構造に物性制御に関しては、ナノ磁性体集合体によるフラウンホーファー回折による測定系の評価とマイクロ波伝送路による左手・右手系物質の創製を行った。先行研究の再現実験までは、ある程度できたが本研究の主旨となる革新的な基盤技術までは至らなかった。

しかし、集合体構造の基本構成要素となるナノ磁性体単体については、上述した項目1を完全に解明することに成功した。新しい物性測定として、世界中で広く使われるようになり、その後のナノ磁性体中の磁化ダイナミクス測定などにも非常に効果を発揮し、磁気円盤中にできる磁気渦の挙動や縮退状態を電氣的に検出したり、トルクの大きさを定量的に分析したり出来るようになった。これは、本研究課題を行う前には全く想像できなかった点であり、大きな進展であると考えている。また、ナノ磁性体の透磁率・誘電率測定についても、方法論は確立できた。今後の素子構造作製とその評価で用いていきたい。

3点目の結晶性の違いによる磁化過程の解明については、磁壁移動による局所的な応答と強磁性共鳴による系全体での応答特性を比較し、その両者が同じ物理機構で成立していることから最初の系を記述する方程式に帰着することを改めて示すことができた。磁壁移動については、核生成に関係した問題については未解決の問題もあるが、系統的な研究を行うことができた。

最後に新奇効果について、当初はナノ磁性体を接近させて電磁気学的な効果を用いて、要素素子の特性を変調しようと考えたが、どうしても量子力学的な効果を室温で用いることが出来ないかを考えていた。その時、巨大磁気抵抗効果素子の空間反転対称性を破ることによって、非磁性層中に空間的に変調した層間結合を形成する考えにいたった。それを実施して確認するために、磁壁移動測定を行い、見事に成功するに至った。この成果は、電界効果による磁気状態制御や電磁応答の際にインダクタとして機能することが考えられ、今後の集結構造体創製に期待ができる。

研究期間内には集結構造の基本特性を解明するまでには至らない面もあったが、以上のように今後の研究に対する基盤技術となる研究成果を培うことができた。この土壌をさらに発展させて、真の成果を得たいと考えている。

5. 研究総括の見解

山口研究者は、ナノワイヤにおけるスピン注入磁壁移動、ナノ磁性体におけるマイクロ波整流効果などの研究実績のある研究者です。彼の当初の目標は、磁性体ナノワイヤの集結構造を用いて、従来型の金属スプリット・リング共振器によらない左手系のメタマテリアルを実現しようというものでした。

山口研究者は、この実現のためには、要素となる技術として、ナノ磁性体における高周波応答を明確にする必要があると考え、(1)ナノ磁性体のマイクロ波整流特性の物理機構の解明、(2)ナノ磁性体の強磁性共鳴状態での基本的な電磁波応答特性の解明、(3)結晶性の違いによる磁化過程の解明に取り組みました。その結果、それぞれについて、分厚い研究成果を得ることができました。私が注目するのは、(2)の微細円盤におけるボルテックス(磁気渦)のカイラリティとポラリティの4つの組み合わせを共鳴スペクトルを使って電氣的に明確に分離して検出することに成功したことです。また、共鳴スペクトルの形状が磁壁を生成・消滅させる度に、微妙に異なったパターンを出力することを明らかにし、磁気指紋と呼び話題を集めました。

さらに、副次的ではありますが、層間結合相互作用の空間変調構造において見られるステップ状の磁化反転の非対称性を見いだしました。この磁化反転は、非磁性層中に形成された量子井戸ポテンシャルエネルギーの空間微分である力によることを証明した世界で初めての実験結果で、大きな反響を呼びました。空間勾配を有する量子井戸制御を行なうことができれば、磁化反転機構を制御できるので、機能性素子への応用が期待できます。

しかし、当初の目標であった集合体構造の物性制御に関しては、ナノ磁性体集合体による回折の評価とマイクロ波伝送路による左手・右手系物質の創製という先行研究の再現実験にとどまり、大きな進展はありませんでした。この点について、アドバイザーから厳しい評価がありましたが、総括としては、当初からリスクが大きいことは織り込み済みであり、要素技術についての詳細な基礎研究成果が得られたこと、副次的な成果も得られたことを評価したいと存じます。

6. 主要な研究成果リスト

(1)論文(原著論文)発表

1	K. Hosono, Y. Nozaki, <u>A. Yamaguchi</u> and G. Tatara, “Microscopic theory of diffusive spin current with spin-orbit interaction”, submitted to Physical Review B
2	Y. Kasatani, <u>A. Yamaguchi</u> , H. Miyajima and Y. Nozaki, “Broadband ferromagnetic resonance of micron-scale iron wires using rectifying effect”, IEEE Trans. Magn. printing
3	M. Goto, H. Hata, <u>A. Yamaguchi</u> , Y. Nakatani, T. Yamaoka and Y. Nozaki, “Electrical detection of vortex states in a ferromagnetic disk using the rectifying effect”, Journal of Applied Physics printing
4	K. Hosono, Y. Nozaki, <u>A. Yamaguchi</u> and G. Tatara, “Microscopic theory of diffusive spin current caused by spin Hall effect”, Journal of Applied Physics printing
5	M. Goto, H. Hata, <u>A. Yamaguchi</u> , H. Miyajima, Y. Nakatani, T. Yamaoka and Y. Nozaki, “Detection of vortex-core dynamics using current-induced self-bistable rectifying effect”, Journal of Physics: Conference Series printing
6	<u>A. Yamaguchi</u> , Y. Kasatani and H. Miyajima, “Domain wall propagation in a single crystalline iron wire”, Journal of Physics: Conference Series printing
7	<u>A. Yamaguchi</u> , K. Motoi, H. Miyajima, T. Uchiyama and Y. Utsumi, “High-order standing spin Wave modes in Fe ₁₉ Ni ₈₁ micron wire observed by homodyne method”, Journal of Physics: Conference Series printing
8	Y. Kasatani, <u>A. Yamaguchi</u> , H. Miyajima and Y. Nozaki, “Detection of ferromagnetic resonance in a single-crystalline Fe wire using a rectifying effect”, Journal of Physics: Conference Series printing
9	<u>A. Yamaguchi</u> , T. Kishimoto and H. Miyajima, “Asymmetric Domain Wall Propagation in a Giant Magnetoresistance-Type Wire with Oscillating Interlayer Exchange Coupling”, Applied

	Physics Express 3 , 093004 (2010).
10	Y. Kasatani, <u>A. Yamaguchi</u> , H. Yamamoto and H. Miyajima, "Magnetization reversal and wall propagation velocity in single-crystalline and polycrystalline Fe wires", Physical Review. B 81 , 224425 (2010).
11	<u>A. Yamaguchi</u> , K. Motoi, H. Miyajima, T. Sato and Y. Nakatani, "Nonlinear Vortex Motion Induced by the Simultaneous Application of RF and dc Currents in a Micron-Sized Fe ₁₉ Ni ₈₁ Disk", IEEE Trans. Magn., 46 , 1994-1997 (2010).
12	<u>山口 明啓</u> , 元井桂一, 宮島英紀, 内山剛, 内海裕一, "プレナーホール整流効果を用いた人工磁性体の非線形応答の検出", 日本磁気学会誌 34 , 73-77 (2010).
13	H. Yamamoto, Y. Kasatani, <u>A. Yamaguchi</u> and H. Miyajima, "Giant Magnetoresistance Effect Detection of Magnetization Reversal in Single Crystalline Nanowires", Journal of Physics: Conference Series, 200 042028 (2010).
14	<u>A. Yamaguchi</u> , K. Motoi, H. Miyajima, A. Hirohata, T. Yamaoka, T. Uchiyama and Y. Utsumi, "Current manipulation of a vortex confined in a micron-sized Fe ₁₉ Ni ₈₁ disk", Applied Physics Letters, 95 122506 (2009).
15	<u>A. Yamaguchi</u> , K. Motoi, A. Hirohata and H. Miyajima, "Anomalous Hall voltage rectification and quantized spin-wave excitation induced by simultaneous application of dc and rf currents in a single-layered Ni ₈₁ Fe ₁₉ nanoscale wire", Physical Review B 79 , 224409-(1-11) (2009).
16	<u>A. Yamaguchi</u> , K. Motoi, H. Miyajima and Y. Nakatani, "Magnetic field dependence of rectification radio frequency current flowing through a single layered ferromagnetic wire", Journal of Applied Physics 105 , 07D301 (2009).
17	<u>A. Yamaguchi</u> , K. Motoi, A. Hirohata, N. Higashio, H. Miyajima, "DC electrical response and impedance change induced by a microwave signal in a patterned ferromagnetic wire", Proc. SPIE, Vol. 7036 , 703607 (2008).
18	<u>A. Yamaguchi</u> , K. Motoi, A. Hirohata, H. Miyajima, Y. Miyashita and Y. Sanada, "Broadband ferromagnetic resonance of Ni ₈₁ Fe ₁₉ wires using a rectifying effect", Physical Review B 78 , 104401-(1-11) (2008).
19	<u>山口 明啓</u> , 宮島 英紀 "強磁性細線におけるマイクロ波励起による直流電圧発生現象", 日本磁気学会誌 32 , 334-337, (2008).
20	<u>A. Yamaguchi</u> , H. Miyajima, T. Ono, Y. Suzuki, S. Yuasa, "The rectification of radio-frequency signal by magnetic domain wall in a single-layered ferromagnetic nanowire", Applied Physics Letters 91 , 132509-(1-3) (2007).

(2)特許出願

研究期間累積件数:2 件

発 明 者: 山口 明啓, 岸本 智亮, 宮島英紀

発明の名称: 三端子型磁気抵抗素子

出 願 人: 慶應義塾大学

出 願 日: 特願 2010-155679, 2010/07/08

発 明 者: 山口 明啓, 宮島 英紀, 東尾 奈々, 元井 桂一

発明の名称: 微小磁性体複合強磁性共鳴を用いた小インダクタ

出 願 人: 慶應義塾大学

出 願 日: 特願 2008-233657, 2008/9/11

(3) その他(主要な学会発表、受賞、著作物等)

[1] (社) 日本磁気学会 学術奨励賞(内山賞) 受賞

”プレナーホール整流効果を用いた人工磁性体の非線形応答の検出”, *山口 明啓, 元井桂一, 宮島英紀, 内山剛, 内海裕一, 日本磁気学会誌 34, 73-77 (2010).

[2] 講演タイトル: “DC electrical response and impedance change induced by a microwave signal in a patterned ferromagnetic wire”

講演日時: 平成 20 年 8 月

講演開催地: SPIE, San diego convention center, USA

著者: A. Yamaguchi, K. Motoi, A. Hirohata, N. Higashio and H. Miyajima

内容: 高周波電流を磁性細線に入力した際に、整流特性がでる現象をインピーダンス測定が明らかにしたことについて報告した。

[3] 講演タイトル: “Direct current voltage induced by microwave signal in a ferromagnetic wire”

講演日時: 平成 19 年 10 月

講演開催地: IEEE Metalic Multilayers 2007, University of Western Australia, Perth, Western Australia, Australia

著者: A. Yamaguchi, K. Motoi, A. Hirohata, N. Higashio and H. Miyajima

内容: 高周波電流を磁性細線に入力した際に発生する整流効果について、詳しく解説し、ホール電圧の発生も可能であることを示した。

[4] 講演タイトル: “ナノ磁性体における高周波電磁応答特性について”

講演日時: 平成 20 年 11 月

講演開催地: MWE2008 マイクロウェーブ展 2008 (主催: 電子情報通信学会、後援: 総務省) パシフィコ横浜

著者: 山口 明啓, 東尾 奈々, 元井 桂一, 宮島 英紀

内容: 磁性細線のマイクロ波応答特性についてインピーダンス特性や整流特性を示し、その物理機構を概説し、素子応用として微小インダクタの提案を行った。

[4] 講演タイトル: “量子干渉効果による磁壁ラチェット”

講演日時: 平成 22 年 9 月

講演開催地: (社) 日本物理学会 (大阪府立大学)

著者: 山口 明啓, 岸本 智亮, 能崎 幸雄, 宮島 英紀

内容: 強磁性／非磁性／強磁性多層膜構造において、非磁性層の膜厚について空間勾配をつけることによって、非磁性層中に形成される層間結合を変調し、磁壁移動を制御したことを示した。

学会発表

国際会議 28件

国内学会 28件