

人工ナノ磁性体における表面弾性波による 磁化反転過程の研究

Study on magnetization reversal induced by surface acoustic wave in an artificial nanomagnet

兵庫県立大学 高度産業科学技術研究所 准教授 山口 明啓

Laboratory of Advanced Science and Technology for Industry, University of Hyogo, Akinobu Yamaguchi

1. はじめに

磁性体の磁化反転機構は、古くから研究されており、基礎学理だけではなく応用技術にも極めて重要である。最近では、希土類元素を用いた日本発の永久磁石 NeFeB 系磁石の成功により、携帯電話のスピーカーやマイクの微小化が進み、携帯電話の小型化や省電力化に成功しただけではなく、ハイブリットカー等へ応用されエネルギー効率の向上やエコロジーにも磁性体が貢献している。磁性体は、社会インフラを支える重要な材料となっている。

元来、磁性材料の磁化反転は、外部磁場によって起きることが良く知られていたが、近年、磁場ではなく、強磁性体に直接電流を印加することによって、磁化反転が起きる物理機構が提案され^[1,2]、その実証実験が報告された^[3]。その原理は、特に遷移磁性金属では、強磁性体中を流れる伝導電子のスピン角運動量が強い s-d 相互作用を介して、磁区と磁区の遷移領域である磁壁部位にある磁気モーメントに角運動量を与えることによって起きる^[4,5]。強磁性／非磁性／強磁性多層膜でも、同様に強磁性体間の角運動量保存則によって、磁化反転が起きることが報告されている。^[3]

上述した電流による磁化反転および磁壁（磁化反転の核となる）駆動は、不揮発性磁気メモリ等に应用されているが、電流を伴うため発熱や書き込み電流密度が高いことが問題となっている。しかし、現在までに外部磁場と電流・電圧による磁気制御以外に報告がない。そこで、我々は、固体の結晶構造において磁性を担う磁

気モーメントと結晶格子が直接結合していることに着目し、固体中を伝播する格子振動によって磁壁駆動を誘発するのではないかと考えた。本研究では、実証実験とその物理機構の究明を行うための基礎研究を行う。磁壁移動を格子振動によって制御できれば、磁化反転を操作する新奇な磁化反転機構の究明になる。その基礎研究の知見を用いることで、磁壁を格子振動で駆動させることができるだけでなく、磁壁を駆動させない機構の提案ができ、永久磁石の性能向上にも貢献できるのではないかと期待できる。

本研究では、格子振動を操作するために表面弾性波を用いて人工ナノ磁性体の磁区構造変化が起きるかどうかを調べる。そこで、試料構造として、図 1 に示す構造を提案する。圧電体基板上に作製した櫛歯電極によって、表面弾性波を励起し、強磁性体へ表面弾性波を入力した際の応答特性を調べる。

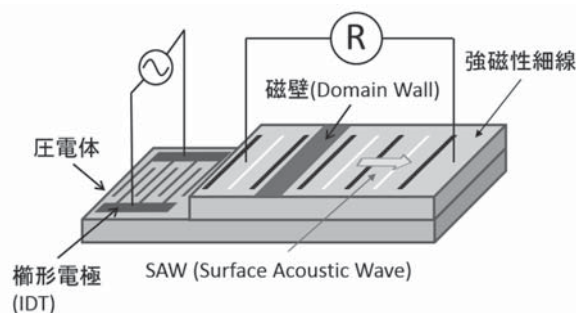


図 1 試料構造概念図。

2. 実験方法

UVリソグラフィー法とスパッタ法を用いて、圧電体基板 LiNbO_3 にアルミニウムで櫛歯電極を作製した。その後、電子線リソグラフィーとリフトオフ法を用いて、強磁性体を圧電体基板に実装して、試料構造が完成となる。まずは、圧電体基板に作製した櫛歯電極によって、表面弾性波を励起できるか、励起した表面弾性波の特性がどのようなものかを測定する。表面弾性波の特性測定には、ネットワークアナライザーを用いたSパラメーター測定を行った。

電極幅と電極間距離をそれぞれ $10 \mu\text{m}$ と $10 \mu\text{m}$ とした櫛歯電極構造を対向させた表面弾性波フィルタ構造を作製した。表面弾性波フィルタ構造内に強磁性体を電子線リソグラフィーとリフトオフ法によって配置し、さらにリソグラフィーを行って、電気計測を行うための電極を配置した。プローバーを用いて、電気計測を行った。測定は、室温大気中にて行った。

以上の実験とは別に、ナノ磁性体の基本的な特性を調べるための実験を別途行い、試料形状による磁気応答特性と磁壁閉じ込めと応答特性を調査した。基板には MgO 基板を用いて、マイクロ波を入力して、その際にナノ磁性体に発生する直流電圧を測定した。

3. 実験結果と考察

まず、表面弾性波フィルタ構造のSパラメーター測定結果を図2に示す。図2(a) [S11]と2(d) [S22]がほとんど同じスペクトル形状を示し、図2(b) [S12]と2(c) [S21]が同じく類似したスペクトル形状を示していることから、オンサガーの相反定理を満たしていることがわかる。次に、反射特性を示すS11と透過特性に関するS21を比較すると、約96MHzにおいてS11で急峻な落ち込みが出現する一方でS21では対応した周波数において、急峻な立ち上がりが出てきていることが一目瞭然である。この結果は、表面弾性波の基本モードであるレイリー波がこの周波数で励起され、伝播していることを示している。

この結果から、強磁性体に表面弾性波を入力

できる環境が整備された。本研究では、強磁性体を櫛歯電極構造間に配置して、強磁性体の磁気応答を測定するための試料を作製し、その構造形成には成功した。

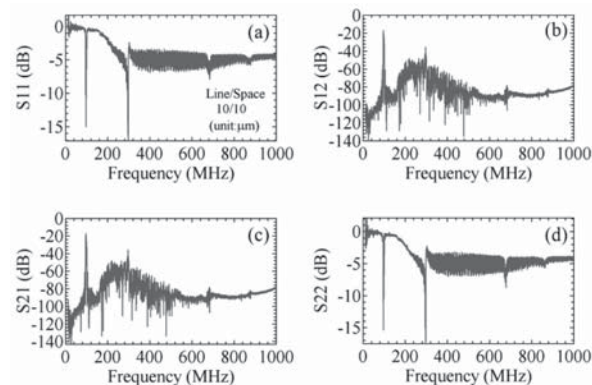


図2 (a)S11(b)S12(c)S21(d)S22の測定結果。

しかし、実際に基本的な磁気特性を測定するために、磁気抵抗測定を行ったが、全く磁気抵抗測定に変化がなかった。強磁性体にNiを用いたので、酸化が多少あっても、問題にならない程度を想定していたが、現実には強磁性体としての特性を示さなかった。原因は、成膜装置の真空排気系のトラブルにより、成膜した金属膜が著しく酸化と汚染されていたためであった。原因を特定し、問題解決にかなりの時間を費やしてしまったため、本来の目的であった表面弾性波による磁気応答測定までは到達することができなかった。現在は、成膜装置のメインチャンバーの洗浄と真空排気系の修理を行って成膜装置の復旧を行っている。以上、表面弾性波を制御して、強磁性体に入力して測定できる環境までは整備したが、本来の目的達成には成膜装置の復旧を待つ必要がある。協力講座で薄膜形成を試みたが、到達真空度の問題でこちらも想定していた磁性体の特性に達していないことが分かった。

そこで、材料をパーマロイ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ に変更し、微細化した際の磁気特性を調査することにした。ナノ磁性体の基本的な特性を評価して、既知の物性としていることで、今後の研究を進めやすくなるためである。微小信号を検出する必要もあるので、測定系についても微小信号を検

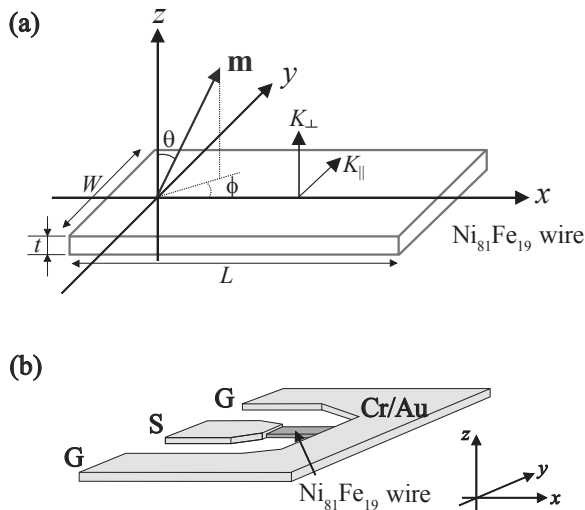


図3 (a)測定系の座標系の定義. m はNi81Fe19内の単位磁化ベクトル. (b)試料構造の概念図. GとSは電極であり、それぞれG:Ground, S:Signalに対応する.

出できるシステムを形成した。以下にその結果を記載する。

図3に示す試料構造を作製し、座標系を定義した。次に、微小信号を測定し、かつ直流電流を同時に印加した際のナノ磁性体からの微小応答を測定するために、図4に示すホイットストーンブリッジ回路を導入したマイクロ波励起整流効果^[6-9]測定システムを構築した。

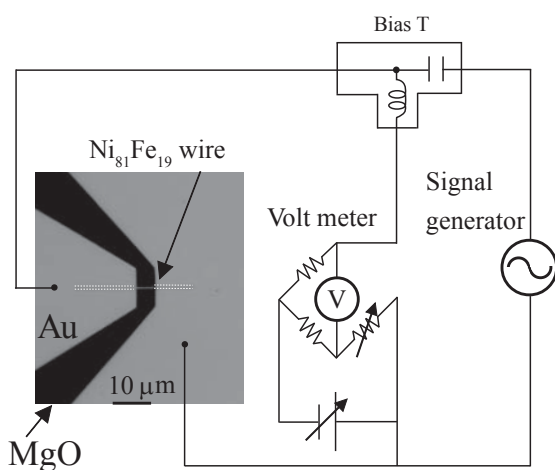


図4 ホイットストーンブリッジを実装したマイクロ波整流効果測定系概念図と試料の光学写真. Signal generatorからマイクロ波を試料に入力して、試料両端に発生する電圧を測定する回路. BiasTは交流成分と直流成分を分流する.

細線の厚みは30nmと50nmであり、線幅は300nmから5 μ mである。作製した試料は5種類あり、それぞれの外形寸法を表1に示す。図4に示すように、測定系では、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Ni₈₁Fe₁₉細線に接続した。電極材料は、Cr (5nm) /Au (20nm) /Cu (50nm) /Au (20nm)を採用した。細線長軸方向に高周波電力を印加して、BiasTを通じて細線長軸方向の電気抵抗をホイットストーンブリッジに入れてブリッジ回路に発生する直流電圧を電圧計Vで測定した。外部静磁場は、図3と図4に示すように細線長軸方向から ϕ_H 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。

表1 試料構造のまとめ

サンプル	長さ (μ m)	幅 (nm)	厚み (nm)
#1	20	300	50
#2	20	650	50
#3	20	2200	50
#4	100	5000	30
#5	100	1000	30

まず、初めに外部静磁場を $\phi_H=45^\circ$ で試料#1に印加した際のS₁₁の実部と整流効果による直流電圧の測定した結果を図5に示す。S₁₁の測定では、無磁場状態0Gを基準としている

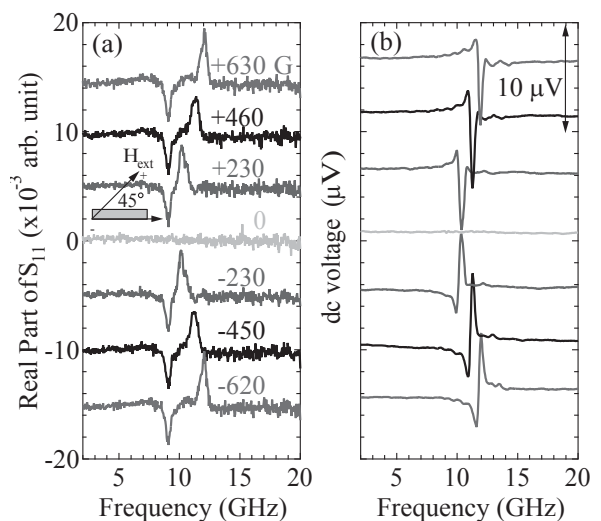


図5 (a)S₁₁の実部の周波数・外部磁場依存性. (b)整流信号の周波数・外部磁場依存性.

ため、外部磁場を印加した際に、約 9 GHz の信号位置は磁場に依存せず、同じ周波数に留まっている。これは、無磁場状態でこの試料 #1 が本来有している強磁性共鳴状態を示している。一方、S11 において外部磁場に依存して、移動しているピーク構造は、強磁性共鳴を示しており、磁化が共鳴することによってマイクロ波の応答特性が著しく変化していることによって生じている。S11 と整流効果測定結果の比較において、共鳴周波数の外部磁場依存性がよく一致していることがわかる。しかし、信号の符号に注目すると、S11 の実部は変化しないが、整流効果の信号の符号が変化していることがわかる。これは、磁化の方向を反映しているためである。

続いて、共鳴周波数の磁場及び試料構造依存性を図 6 に示す。

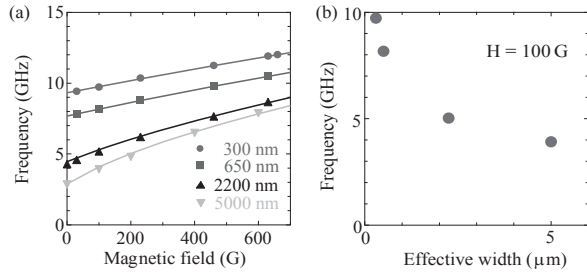


図 6 (a) 共鳴周波数の外部静磁場依存性. (b) 外部静磁場が 100 G であるときの共鳴周波数の試料線幅依存性.

一般化した強磁性共鳴周波数は、以下の式で与えられる。^[9,10]

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 \sqrt{(H_{\text{ext}} + H_K^{\parallel} + H_K^{\perp})(H_{\text{ext}} + H_K^{\parallel})} \quad (1)$$

ここで、 γ は磁気回転比、 μ_0 は真空の透磁率、 H_{ext} は外部磁場である。ここでは、試料内で理想的に単磁区としてふるまうという仮定を行うと、容易軸ならびに困難軸方向の異方性磁場が、以下のように与えられる。

$$H_K^{\parallel} = \frac{2K_{\parallel}}{\mu_0 M_S} \quad (2) \quad \text{ならびに} \quad H_K^{\perp} = \frac{2K_{\perp}}{\mu_0 M_S} \quad (3)$$

ここで、 M_S, K_{\parallel} ならびに K_{\perp} はそれぞれ飽和磁化、容易軸及び困難軸方向の異方性エネルギーである。さらに、外部磁場 H_{ext} が細線長軸方向から ϕ 傾いた方向から印加されたとき、式 (1) で与えられる強磁性共鳴周波数は、以下の式で一般的に記述できる。^[9, 10]

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 \sqrt{H_{\text{Keff}}^{\perp} H_{\text{Keff}}^{\parallel}}, \quad (4)$$

ここで

$$H_{\text{Keff}}^{\parallel} = H_{\text{ext}} \cos(\phi_H - \phi) + M_S(N_y - N_x) \cos 2\phi, \quad (5)$$

$$H_{\text{Keff}}^{\perp} = H_{\text{ext}} \cos(\phi_H - \phi) + M_S\{N_z - (N_x \cos^2 \phi + N_y \sin^2 \phi)\}. \quad (6)$$

である。 N_a ($a = x, y, z$) は、図 3 で明示した直交座標系での反磁場係数である。外部磁場が飽和磁場よりも小さい場合、細線内部の磁化ベクトルは外部磁場の方向に揃わない。その磁化ベクトルと細線長軸方向のなす角度を ϕ と与える。Aharoni の理論式から解析的に計算した試料構造それぞれに対応する反磁場係数を表 II に示す。この反磁場係数、飽和磁化 $M_S=1.08$ T、 $\phi = 22^\circ$ として図 6 のフィッティングした結果、実験結果を良く再現できることが分かった。

表 2 Aharoni 理論モデル^[11] による反磁場係数のまとめ

サンプル	N_x	N_y	N_z
#1	0.002413	0.174005	0.823583
#2	0.002998	0.098775	0.898228
#3	0.003923	0.037460	0.958617
#4	0.000600	0.012542	0.986858
#5	0.000449	0.047716	0.951835

以上の結果は、ナノ磁性体の形状によって、共鳴周波数が GHz の範囲に渡って制御できることを示しており、高周波デバイス等への応用を検討する際の基礎的な知見となる。

次に、ナノ磁性体に高周波や表面弾性波が入力された際の微小応答を検出するために、図 4 に示したブリッジ回路での測定を行った。静外

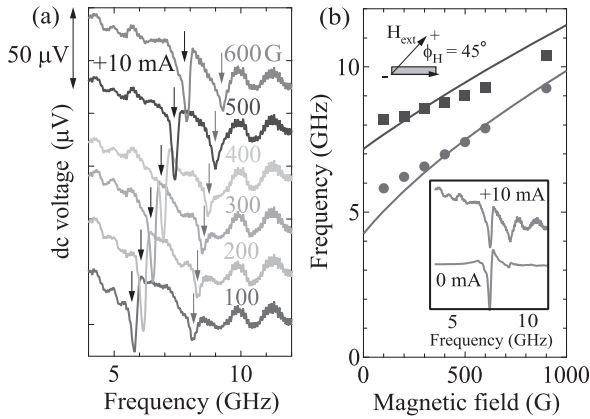


図7 (a)ブリッジ回路を用いて測定を行ったマイクロ波整流効果スペクトル. 直流電流をマイクロ波に重畳して入力した際の応答特性. (b) 共鳴周波数の外部磁場依存性. Inset【上】実験測定配置の概念図. Inset【下】直流電流0mAと+10mAを印加した際のマイクロ波整流スペクトルの比較. 印加磁場は、600 Gである.

部磁場は、 $\phi_H=45^\circ$ において面内で印加した。測定結果を図7に示す。

図7 (b) の Inset 【下】に直流電流を重畳した際のマイクロ波整流効果スペクトルと直流電流を印加しない場合のマイクロ波整流スペクトルの比較を示した。この図から明らかなように、直流電流の重畳によって、高周波側に新しい共鳴状態が出現していることがわかる。直流電流を重畳した際のマイクロ波整流スペクトルの外部磁場依存性 (図7 (a)) から、共鳴周波数の外部磁場依存性をプロットし、高次スピン波モードを考慮したフィッティングを行ったのが、図7 (b) である。フィッティングに用いた式は、細線線幅方向に腹と節を有する量子化されたスピン波モードを記述した式で、以下の式 (7) で記述される。^[12]

$$\left(\frac{\omega_n}{\omega_M}\right)^2 = \left(\frac{\omega_H}{\omega_M} + 1 + \frac{\lambda_n}{4\pi}\right)\left(\frac{\omega_H}{\omega_M} - \frac{\lambda_n}{4\pi}\right), \quad (7)$$

ここで $\omega_H = \gamma H$, $\omega_M = 4\pi M_S$ であり、 λ_n は線幅方向に励起される固有モード係数である。ここで、 n はインデックスであり、整数で与えられる。図7 (b) では、基本モードと第一励

起状態でフィッティングが可能であり、直流電流によって顕著になった共鳴モードが第一励起モードであることが以上の結果から分かる。

次に直流電流によって高次のスピン波モードが顕著に出現する物理機構を究明するために、マイクロ波整流スペクトルの直流電流依存性を測定した。このとき、外部磁場は100Gと固定し、第一励起モードによるスペクトル強度とスペクトル半値幅の直流電流依存性を図8 (a) と図8 (b) にそれぞれ示す。

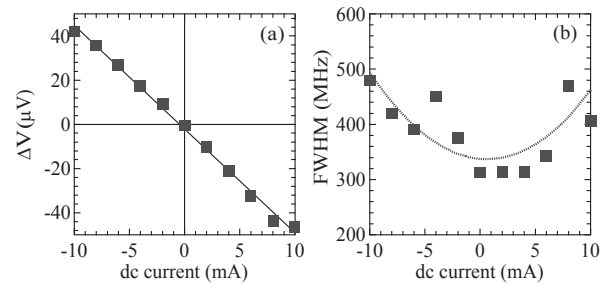


図8 マイクロ波整流スペクトルに出現する第一励起状態のスピン波モードに由来する (a) スペクトル強度ならびに (b) スペクトル半値幅の直流電流依存性. 外部静磁場は、 $\phi_H=45^\circ$ において100 Gで面内に印加していた。

図8の結果をみると、スペクトル強度は直流電流に対して線形に変化している一方、その半値幅は放物線形状の依存性を示している。これらの結果は、直流電流によって発生するジュール熱が、直流電流の2乗に比例していることに由来すると考えられる。特に半値幅が放物線形状の依存性を示しており、直流電流の符号に対して偏りが見られないことから、ジュール発熱による熱揺らぎが生じて、高次のスピン波が励起されたものと考えられる。

4. まとめ

圧電体基板に櫛歯電極を形成して、表面弾性波を励起し、その特性を評価することができた。さらに、表面弾性波を強磁性体に入力できる試料構造の作製を行い、試料構造そのものが形成できることは確認した。しかし、成膜プロセスの問題で、表面弾性波を用いた磁壁輸送実験を行い、結果を得るまではできなかった。引き続

き、成膜環境の整備を行い、研究の推進を図る必要がある。

その一方で、ナノ磁性体中の磁壁輸送等、非常に微小な領域における微小な信号を測定する必要があるため、その計測方法の確立が急務であった。本研究では、ナノ磁性体の形状によって、磁気応答特性がどのように変化するか、ネットワークアナライザーとマイクロ波整流スペクトルの測定を行い、両者の比較検討を行った。その結果、ナノ磁性体の形状操作によって、GHzの範囲で共鳴周波数の変化が得られることが分かった。また測定手法の違いにより、磁化方向によって、信号の符号変化が生じることが明らかとなり、微小信号計測で感度を求めるのであれば、マイクロ波整流スペクトル測定が良いということが分かった。さらに、直流電流を入力した際の応答特性を測定するために、マイクロ波整流スペクトルをブリッジ回路で測定する手法を確立した。この手法を用いることで、ナノ磁性細線内で直流電流による熱揺らぎによって励起される高次スピン波モードのような非常に微小な領域からの微小な信号を測定できることが分かった。

今後、表面弾性波を入力した際の磁気応答についても、ロックインアンプ等と組み合わせることで、S/N比を向上させた微小応答信号の検出が可能と考えられる。

謝辞

本研究を援助して頂きました公益財団法人京都技術科学センターに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* 159, L1 (1996).
- [2] L. Berger, *Phys. Rev. B* 54, 9353 (1996).
- [3] E. B. Myers et al., *Science* 285, 867 (1999).; J. A. Katine, et al., *Phys. Rev. Lett.* 84, 3149 (2000).
- [4] A. Yamaguchi et al., *Phys. Rev. Lett.* 92, 077205 (2004).
- [5] G. S. D. Beach et al., *Phys. Rev. Lett.* 97,

057203 (2006).

- [6] H. J. Juretschke, *J. Appl. Phys.* 31, 1401 (1960).; W. M. Moller and H. J. Juretschke, *Phys. Rev. B* 2, 2651 (1970).
- [7] A. A. Tulapurkar et al., *Nature* 438, 339 (2005).
- [8] J. C. Sankey et al., *Phys. Rev. Lett.* 96, 227601 (2006).
- [9] A. Yamaguchi et al., *Appl. Phys. Lett.* 90, 182507 (2007).; *ibid.* *Appl. Phys. Lett.* 91, 132509 (2007); *Phys. Rev. B* 78, 104401 (2008).; *Rev. Sci. Inst.* 83, 024710 (2012).
- [10] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* Ch. 16 (John Wiley, New York, 1986), 6th ed.
- [11] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* 83, 3432 (1998).
- [12] K. Yu. Guslienko et al., *Phys. Rev. B* 66, 132402 (2002).

研究成果発表

- 1) A. Yamaguchi, K. Motoi, H. Miyajima and Y. Utsumi, 10th International Workshop on High Aspect Ratio Micro and Nano System Technology, Berlin, 21-24 April 2013.
- 2) A. Yamaguchi, K. Motoi, H. Miyajima and Y. Utsumi, to be published in *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*.