Detection of Nonlinear Spin Dynamics in Artificial Magnets Using Rectification of Planar Hall Effect

A. Yamaguchi*, K. Motoi, H. Miyajima, T. Uchiyama** and Y. Utsumi***

Department of Physics, Keio University, 3-14-1 Hiyoshi Yokohama, Kanagawa 223-8522, Japan

* PRESTO, JST, 4-1-8 Honcho, Kawaguchi, Saitama 332-0012, Japan

** Department of Electrical Engineering and Computer Science, Nagoya University, Chikusa, Nagoya, Aichi 464-8603, Japan

*** Laboratory of Advanced Science and Technology for Industry, University of Hyogo, 3-1-2 Koto, Ako, Hyogo 678-1205, Japan

We have investigated the dynamics of a vortex core trapped in a single layered $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ disk. The large amplitude excitation of the vortex core translational mode causes a shift in the resonance frequency. We can explain the self-bistable mode where the position and amplitude of a dynamic vortex core determines the translational mode effect on the dynamic change of the gradient of the potential well. The phenomenological model that describes the self-bistability also provides an explanation for the asymmetrical spectrum shape. The self-bistability to tune the resonance using the input current would be extremely useful for high-frequency devices. This work also opens up a rich new area of study in the field of nano-scale magnets.

Key words: vortex, planar Hall effect, rectification, non-linear resonance

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***

慶應義塾大学理工学部物理学科, 横浜市港北区日吉 3-14-1 (〒223-8522)

* JST さきがけ, 埼玉県川口市本町 4-1-8 (〒332-0012)

** 名古屋大学大学院工学研究科電子情報システム専攻, 名古屋市千種区不老町 (〒464-8601)

*** 兵庫県立大学高度産業科学技術研究所, 兵庫県赤穂郡上郡町光都 3-1-2 (〒678-1205)

1. はじめに

形状が制御された薄膜ソフト磁性体では、スピン波が境界条件により量子化・局在化することが良く知られており、スピンの動的挙動を理解する格好の研究対象であることから興味をもたれている^{1,2)}。また、形状制御された人工磁性体は、高周波機能性素子などの新しい応用技術への展開の可能性をもっている。特に、最近、磁気状態を電流によって制御できることが発見され³⁻¹²⁾、電流による磁壁移動⁹⁾やスピン波のドップラーシフト¹²⁾などの現象が注目されている。

ソフト磁性体の形状を円盤形状にすると、磁気渦構造が形成される¹³⁻¹⁵⁾。磁気渦の旋回運動を高周波電流と外部磁場印加によって励起し、磁気渦の磁化反転を操作できることが最近報告され¹⁶⁾、不揮発性磁気メモリなどへの応用に期待が寄せられている。しかし、ナノスケールあるいはマイクロスケールの単一人工磁性体中に形成される磁気渦状態の動的挙動を明らかにすることは容易ではない。本研究では、磁気渦の動的挙動を電氣的に高感度に検出し^{17,18)}、その動的挙動から出現する電気信号について拡張したThiele方程式を用いて説明できることを定性的に示す。

2. 実験手法と試料作製

磁気渦の検出は、プレナーホール配置における高周波電流の整流効果を用いる^{17,18)}。この検出方法には、高周波電流の電流分布がホール電極によって変化する可能性がある欠点を有しているが、ホール電極を小さく絞ってホール測定回路のインピーダンスを大きくすることによって、影響

を出来るだけ小さくすることが可能である。実際に、強磁性細線のプレナーホール効果の測定結果では、ホール電極の影響は多少あるにしても、現象の本質に影響を与える程度ではないことが分かっている¹⁷⁾。加えて、本測定で用いた周波数帯域が数十 MHz 程度と狭いために大きな問題とならない。一方、この検出方法の利点は、直流電流を高周波電流に重畳して入力した際に生じる試料抵抗の温度変化の寄与を抑制できるので、検出信号のバックグラウンドの時間変動を抑制できることである¹⁷⁾。なお、通常の異常磁気抵抗効果を利用した整流効果検出においても、ホイットンストーン・ブリッジ等を用いたゼロ点検出方法によって直流電流と高周波電流との応答特性を分離して検出することが可能である。しかし、ブリッジ回路の特性や磁性体の温度上昇など外的な環境に左右され、本質的ではない信号を分離するために苦労することが多い。本手法は、上述した欠点を補って余りある検出手法となる^{17,18)}。

今回の実験に用いた試料の光学顕微鏡像ならびに測定回路の模式図をFig. 1に示す。試料は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。ナノ磁性体には厚み30 nm、半径3 μm の $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ を用い、コプレナーガイドの中心信号線内に配置した。直流電流源をバイアスTに接続し、高周波電流と直流電流を重畳して試料に入力する。高周波電流を信号発生器から入力して、周波数を掃引しながらプレナーホール電圧を測定する。外部静磁場はコプレナーガイドの中心信号線から角度 ϕ の方向から面内で印加する。測定はすべて室温、大気中でおこなった。

Fig. 1 Optical micrograph of a fabricated sample and schematic of measurement circuit setup.

3. 実験結果

3.1 磁場依存性

直流電流を入力せず、高周波電流-4 dBmを入力した際のプレナーホール電圧整流スペクトルの外部磁場依存性をFig. 2(a)に示す。このときの電流密度は、 $(1.0-2.0) \times 10^{10}$ A/m²と見積もった。ここでは、磁気円盤は空間的に一様ではないので、電極のサイズと磁気円盤の直径から電流密度を算出した。また、このとき、スピン偏極電流のみで無磁場下で期待される旋回運動モード(Translational mode)の軌道半径は、文献15から約100 nm程度である。外部静磁場は、電流入力方向からの角度 $\phi = 90^\circ$ 方向に印加した。外部磁場の方向は、 $\phi = 90^\circ$ を+方向とし、 $\phi = 270^\circ$ 方向を-方向とする。Fig. 2(a)の結果から、外部磁場が大きく磁気渦が存在しない単一磁区構造を形成している際には、整流スペクトルには目立った変化は見られない¹⁸⁾。一方、外部磁場を小さくし、磁気渦が生成した状態では共鳴スペクトルが観測された。これは、磁気渦の旋回運動モードに対応する共鳴スペクトルである¹⁸⁾。外部磁場の印加に伴って、共鳴周波数が低減していくことが分かった。

さらに逆方向に外部磁場強度を増加させていくと、24 Oeの時に非常に複雑なスペクトルとなり、35 Oeでは符号が反転している。これは、磁気渦が磁気円盤から押し出されて磁気構造が変化し、外部磁場と高周波電流による復元力のために磁気渦が磁気円盤内に戻って磁気構造が変化したこと起因するプレナーホール電圧であると考えられる。その際、磁気円盤全体に亘って、磁気構造の空間的・時間的再配列が起きるため、伝導電子がベリー位相を獲得しスピン起電力の発生の可能性も示唆される¹⁹⁻²¹⁾。しかし、現時点ではスピン起電力とプレナーホール電圧を区別することができないため、直流電圧スペクトルが磁気構造に起因することについて言及する。

無磁場中では、磁気渦が磁気円盤中心付近に存在しているので、直流電圧スペクトルは対称であるが、外部磁場が18 Oeでは非対称なスペクトルになっていることがFig. 2(a)ならびにFig. 2(b)から明らかである。この理由は、磁気渦

Fig. 2 (a) Rectifying planar Hall voltage generated by the Fe₁₉Ni₈₁ disk (30 nm thick and 3 μm in radius) in response to the rf current without dc current under decreasing external magnetic field. Each spectrum is vertically shifted for clarity. (b) Comparison of the spectrum in 18 and 0 Oe. (c) Resonant frequency ω_r as a function of the applied field.

Fig. 3 Rectifying Hall voltage spectra measured in 18 Oe with a series of dc current applications. The inset shows the dependences of resonant frequency ω_r on dc current.

の旋回運動が中心部分からずれた位置で行われる場合、空間的に対称な軌道にならないためと考えられる。また、このとき信号強度は無磁場下の信号強度に比べて約10倍になっていることから、軌道半径もそれに対応して約10倍大きくなっているものと考えられ、従来の理論的・現象論的な解析を見直す必要があると考えられる。

また、Fig. 2(c)には共鳴周波数の外部磁場依存性を示した。

共鳴周波数は磁気渦の位置の関数として与えられる。

3.2 直流電流印加によるスペクトルの変化

高周波電流に直流電流を重ねたときのプレナーホール電圧整流スペクトルを Fig. 3 に示す。外部磁場は、18 Oe と固定した。直流電流を入力した際に、スペクトルのベースラインが変化するが、今回の物理現象には本質的ではないので、ベースラインをそろえてスペクトルを表示している。直流電流の入力に伴って、共鳴周波数のシフトとスペクトル形状は対称から非対称になる。特に+6 mA を印加した場合には、非対称なスペクトル形状になるばかりか、急激なスパイク状の変化が低周波側に出現している。

4. 解析と議論

以上のように直流電流の印加に伴って、整流スペクトルの非対称性の大小が変化する。このような現象が、どのような機構によって起きるのかを考察する。外部磁場や直流電流など静的な作用を加えない場合、磁気渦は磁気円盤中心付近に存在する。その時、磁気渦は近似的には放物線型のポテンシャル井戸の底に存在している^{13,14)}。このとき、高周波電流を印加すると、高周波磁場とスピントルクによって放物線型ポテンシャル底の中心付近で運動を行う。その運動は次式のような拡張された Thiele 方程式^{13,14,22,23,24)}によく従う。

$$G(p) \times (\mathbf{u} - \dot{\mathbf{r}}) = -\frac{\delta U(\mathbf{r})}{\delta \mathbf{r}} - \alpha D \dot{\mathbf{r}} + \beta D \mathbf{u}, \quad (1)$$

ここで $G(p) = -G_0 p \hat{z}$, $G_0 = 2\pi L M_S / \gamma$, p は磁気渦中心が上向きか下向きかを決定する polarity である。 L , M_S ならびに γ は磁気円盤の厚さ、飽和磁化、ジャイロ磁気回転比である。さらに、 $\mathbf{u}$ は磁気モーメントと電流の相互作用に起因するスピントルク項であり、 $\mathbf{u} = (\mu_B J P / e M_S) = u_0 \hat{x}$ と与えられる³⁻⁷⁾。今、実験結果と対応させるために、電流を $\hat{x}$ 軸に沿って流れている。また、 $\mathbf{J}$: 電流密度, e : 電子の素電荷, P : スピン分極率, α : ギルバート・ダンピング定数, β : 非断熱的スピントルクによる寄与として与えられるパラメータ ならびに D : ダンピング・テンソルである。

今、磁気渦が円盤内の平衡位置 (x_0, y_0) の周りを回転運動していると考える。その際、先述したようにポテンシャル $U(\mathbf{r})$ は近似的に

$$U(\mathbf{r}) = \kappa_x (x - x_0)^2 / 2 + \kappa_y (y - y_0)^2 / 2, \quad (2)$$

と与える^{14,23,24)}。ここで、 $\kappa_{x(y)}$ は静磁エネルギーや交換エネルギーから決定される有効スティフネス係数であり、磁気渦の位置に変化する。この平衡位置の周りで高周波電流によって磁気渦が共鳴振動をおこした場合、共鳴周波数は、

$$\omega_r = \frac{\sqrt{q_x q_y}}{1 + \tilde{\alpha}^2}, \quad (3)$$

となる。ここで、 $q_{x(y)} = \kappa_{x(y)} / G_0$, $\tilde{\alpha} = \alpha D / G_0$, $\tilde{\beta} = \beta D / G_0$ ならびに $\alpha^* = \tilde{\alpha} (q_x + q_y) / (1 + \tilde{\alpha}^2)$ である²⁴⁾。さらに、その振幅 $A = \sqrt{X^2 + Y^2}$ は

$$A^2 = \frac{u_0^2 \left[(\tilde{\beta}^2 q_y^2 + q_x^2) + \omega^2 \left\{ (1 + \tilde{\alpha} \tilde{\beta})^2 + (\tilde{\beta} - \tilde{\alpha})^2 \right\} \right]}{(1 + \tilde{\alpha}^2)^2 \left[(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + (\omega \alpha^*)^2 \right]}. \quad (4)$$

で与えられる。磁気円盤中心付近では、(4)式はローレンツ型の共鳴スペクトルを与え、文献 15 と一致する。また、ローレンツ型の共鳴スペクトルは、これまでの多くの報告で観測されている^{14,15)}。軌道半径の共鳴形状は、磁化の動的挙動と一対一で対応しており、異方性磁気抵抗効果やプレナーホール電圧を含む電流磁気効果テンソルによって、プレナーホール電圧のスペクトル形状と結びついている¹⁷⁾。

Fig. 4 Schematic potential energy profiles as a function of vortex core position for (a) the absence of static field and (b) application of both static field and current.

次に、外部磁場や直流電流を印加したときを考える。このとき、磁気渦は外部からの静的作用によって円盤中心から離れた位置を平衡位置として、その周りを運動することになる。このとき、ポテンシャル勾配 $q_{x(y)}$ が変化しているので、ポテンシャルの形状は模式的には Fig. 4(a)から Fig. 4(b)のように変化することに対応する¹⁴⁾。これは、ポテンシャル形状の展開(2)式に、4次の項を導入し、復元力として3次の調和振動子で記述されることに対応する。さらに、高周波電流を大きくすると、共鳴振幅が大きくなり、周波数が変化する。このことは、強励起状態であることが高次のポテンシャル勾配による影響を強めていることに対応する。それに伴い、系全体として、ポテンシャル勾配 $q_{x(y)}$ が変化し、共鳴周波数は、(3)式に従って変化している。また、外部磁場や直流電流によって、磁気渦の旋回運動中心が磁気円盤中心付近から離れた平衡位置でも周波数が変化する。このような現象は Fig. 2 と Fig. 3 に示された実験結果にお

いて、すでに測定されている．そこで、共鳴周波数変化 $\Delta\omega$ は、位置 $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0)$ と振幅 A の関数で与えられるが、ここでは近似的に $\Delta\omega$ は A に比例すると仮定して $\Delta\omega = \eta A$ (η は比例定数) と与える．この置換は、高次のポテンシャルを導入した拡張された Thiele 方程式の近似解に対応しているものと考えられる．周波数変化 $\Delta\omega$ を与えた時に、(4)式の振幅は以下のように

$$A'^2 = \frac{u_0^2 \left[(\tilde{\beta}^2 q_y^2 + q_x^2) + \omega^2 \left\{ (1 + \tilde{\alpha}\tilde{\beta})^2 + (\tilde{\beta} - \tilde{\alpha})^2 \right\} \right]}{(1 + \tilde{\alpha}^2)^2 \left[\left\{ (\omega_r^2 + \eta A')^2 - \omega^2 \right\}^2 + (\omega\alpha^*)^2 \right]}. \quad (5)$$

ここで、振幅も変化することになるので、(4)式と区別するために振幅を A' とした．この(5)式は、振幅 A' についての 6 次方程式になっている．共鳴周波数を与え、それとは異なる周波数での入力 u_0 に対する振幅 A' を Fig. 5(a) に示した．6 次方程式であるので、ある領域で一定の入力に対して 6 つの解が存在するが、この領域で状態が準安定状態を行き来する (Fig. 5(a))．この準安定状態とは、渦中心が安定して旋回運動を出来る軌道状態であり、渦中心が旋回中に軌道を変えることに対応する．このような現象ならびに解析は、Stancil や Patton らによって理論的説明が与えられ²⁵⁾、フェライトの強磁性共鳴状態で観測されている²⁶⁾．フェライト系では準安定状態が区別されているが、磁気渦の場合は、渦中心の動的挙動によってエネルギー状態が時間とともに変化していることに起因する．このような振る舞いを総称して、self-bistability という．

入力電流を変化させたときの振幅 A' の周波数依存性を Fig. 5(b) に示す．周波数シフトを決定するパラメータ η の符号は、実験結果に合わせて負としている．Fig. 3(b) に示したように、入力を大きくすると共鳴周波数が低周波側に移動し、振幅のスペクトル形状は対称的なローレンツ型形状から非対称形状へ変化する．磁気渦の振幅が変形するとプレーナーホール効果を通じて整流スペクトルに非対称性を生じる¹⁷⁾．すなわち、この解析結果は、Fig. 2 ならびに Fig. 3 の実験結果と定性的に一致している．

この self-bistability を利用した電氣的検出方法を発展させることによって、磁気円盤の chirality ならびに polarity の縮退状態の検出が可能になることが期待できる．以上のように、異方性磁気抵抗効果ならびにプレーナーホール効果の整流作用と self-bistability によって、電氣的に簡便にナノスケールあるいはマイクロメートルスケールの人工磁性体中の磁化ダイナミクスの解明が定量的に測定できるようになるものと期待できる．

5. まとめ

磁気円盤における磁気渦の動的挙動について、プレーナーホール電圧の整流効果を用いて検出することに成功した．外部静磁場だけではなく、直流電流印加によっても、共鳴

Fig. 5 (a) Estimated response of a magnetic disk. (b) Simulated asymmetric spectra in translational mode response of the magnetic disk.

周波数を変調し、スペクトル形状が対称から非対称な構造に操作することができることを示した．この現象は、磁気渦中心の動的挙動そのものが作り出す self-bistability による効果であることが実験結果と解析モデルから説明できた．微小人工磁性体の基本的な物理の理解をこの電氣的な手法で、さらに深めていくことが期待される．また、共鳴周波数や半値幅を電流で制御できることから、新しい機能性素子としての応用についても期待される．

謝辞 本研究の一部は、科学研究補助金基盤研究(A)、基盤研究(B)および戦略的創造研究推進事業さきがけプログラムにより支援された．

References

- 1) B. Hillebrands and K. E. Ounadjela (Eds): Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures, vol. I (Springer, Berlin, Heidelberg 2002).
- 2) C. Bayer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin: *Appl. Phys. Lett.* **82**, 607 (2003); C. Bayer, J. Jorczick, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, R. Kouba, R. Bozinoski, A. N. Slavin, K. Y. Guslienko, D. V. Berkov, N. L. Gorn, and M. P. Kostylev: *Phys. Rev. B* **72**, 064427 (2005); S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin: *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001).
- 3) J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.*: **159**, L1 (1996).
- 4) L. Berger: *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- 5) G. Tatara and H. Kohno: *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004).
- 6) S. Zhang and Z. Li: *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
- 7) A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- 8) J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers and D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- 9) A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).
- 10) J. Shibata, G. Tatara, and H. Kohno, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 076601 (2005).
- 11) Y. Nakatani, J. Shibata, G. Tatara, H. Kohno, A. Thiaville, and J. Miltat, *Phys. Rev. B* **77**, 014439 (2008).
- 12) V. Vlaminck and M. Bailleul, *Science* **322**, 410 (2008).
- 13) K. Yu. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, H. Shima, Y. Otani and K. Fukamichi: *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).

- 14) K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch, F. Y. Frandini, K. Yu. Guslienko, S. D. Bader and V. Novosad: *Phys. Rev. B* **74**, 064404 (2006).
- 15) S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno and T. Ono: *Phys. Rev. Lett.* **97**, 107204 (2006); S. Kasai, P. Fischer, M. -Y. Im, K. Yamada, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno and T. Ono, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 237203 (2008).
- 16) K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville and T. Ono: *Nat. Mat.* **6**, 269 (2007).
- 17) A. Yamaguchi, K. Motoi, A. Hirohata and H. Miyajima: *Phys. Rev. B* **79**, 224409 (2009).
- 18) A. Yamaguchi, K. Motoi, H. Miyajima, A. Hirohata, T. Yamaoka, T. Uchiyama and Y. Utsumi: *Appl. Phys. Lett.* **95**, 122506 (2009).
- 19) S. E. Barnes and S. Maekawa: *Phys. Rev. Lett.* **98**, 246601 (2007).
- 20) J. Shibata and H. Kohno: *Phys. Rev. Lett.* **102**, 086603 (2009).
- 21) J. -I. Ohe, S. E. Barnes, H. -W. Lee and S. Maekawa: *Appl. Phys. Lett.* **95**, 123110 (2009).
- 22) A. A. Thiele: *J. Appl. Phys.* **45**, 377 (1974).
- 23) J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno and Y. Otani: *Phys. Rev. B* **73**, 020403(R) (2006).
- 24) R. Moriya, L. Thomas, M. Hayashi, Y. B. Bazaliy, C. Rettner and S. S. P. Parkin: *Nat. Phys.* **4**, 368 (2008).
- 25) A. Prabhakar and D. D. Stancil: *J. Appl. Phys.* **85**, 4859 (1999).
- 26) Y. K. Fetisov, C. E. Patton and V. T. Synogach: *IEEE Trans. Magn.* **35**, 4511 (1999).

2009年10月7日受理, 2010年1月14日採録