

53
東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系物質系専攻

平成18年度

修士論文

スピントランスファー効果による
強磁性円盤中の磁気渦の運動

2007年1月30日提出
指導教員：大谷 義近 教授



56105：石田 俊樹

目次

第1章 序論

1.1 スピントロニクスとは	1
1.2 ナノスケール強磁性体の磁区構造	2
1.2.1 磁区構造の決定	
1.2.2 微小強磁性体円盤の磁区構造	
1.3 スピントランスファー効果	5
1.4 小活と本研究の目的	7
参考文献	

第2章 外部磁場による磁気渦構造のダイナミクス

2.1 はじめに	9
2.2 磁気渦構造の静的磁場応答	10
2.2.1 単一強磁性円盤における静的磁化過程の検出法	
2.2.2 実験方法	
2.2.3 実験結果および解析	
2.3 磁気渦構造における動的磁場応答と検出法	15
2.4 ネットワークアナライザを用いた強磁性円盤の動的磁場応答測定	16
2.4.1 実験方法	
2.4.2 実験結果および解析	
2.5 プレーナーホール効果を用いた強磁性円盤の動的磁場応答測定	21
2.5.1 実験方法	
2.5.2 実験結果および解析	
2.6 小活	25
参考文献	

第3章 スピントルクによる磁気渦構造のダイナミクス

3.1 はじめに	27
3.2 単一強磁性体円盤における電流駆動	28
3.2.1 実験方法	
3.2.2 実験結果および解析	
3.3 自由度制御下での単一強磁性体円盤における電流駆動	33
3.3.1 実験方法	
3.3.2 実験結果および解析	

3.4 連結強磁性体円盤の静磁的相互作用	37
3.4.1 実験方法	
3.4.2 実験結果および解析	
3.5 小活	41
参考文献	

第4章 まとめ

4.1 本研究の総括	42
4.2 今後の課題	43

謝辞

第1章 序論

1.1 スピントロニクスとは

今日の科学技術を支えるエレクトロニクスの分野では、電子のもつ電荷を利用し、急速な発展を遂げてきた。一方、電子はスピンという物理量を持ち合わせている。こちらも良く知られているように、物質の磁性の起源であり、磁性分野において、我が国では古くから世界の最先端で研究が行われている。これまでにほぼ独立して利用されてきたこれら 2 つの物理量であるが、近年それらを同時に利用するためのという試みが活発になされている。

最も代表的な例の一つとして、エレクトロニクス分野におけるメモリデバイスが挙げられる。現在まで広く用いられている DRAM(Dynamic Random Access Memory)は、大容量化と書き込み回数の面では非常に優れている。しかしながら、その際に利用するのは電子のもつ電荷であるため、電源を切ってしまうとその情報が揮発してしまう。また、動作中であってもデータが消去を防ぐために定期的なリフレッシュ動作が必要となることから、消費電力が増大するという欠点も持ち合わせている。

それらの問題点を克服する為に、現在強磁性体を用いたメモリデバイス、MRAM(Magnetic Random Access Memory)の開発が盛んに行われている。強磁性の起源は電子のスピンであり、これを利用すれば電荷とは異なりその情報が揮発することもない。

また、デバイス中における強磁性体を磁化制御方法として、従来では電流磁場(電流を流すことによって生じる円型磁場)が用いられてきた。しかしメモリの大容量化に伴う強磁性体の微小化が進むにつれて、反磁場の効果が支配的となるために、この手法での磁区構造制御は困難となる。そこで、強磁性体中に直接電流を掃印することによってそれを行う「スピン注入磁化反転」と呼ばれる、強磁性体に直接電流を掃引する方法が注目されている。電流磁場制御とは対照的に、素子のサイズ微小化につれて消費電力が小さくなるというメリットを持ち、ナノスケールのデバイスに適した手法といえる。この現象は約 10 年前に理論的に予測されていたが、実験的なアプローチが可能となったのは半導体での手法を流用することで強磁性体の微細加工が可能となった近年になってからであるため、現在、新たな物性現象として盛んに研究されている。

このような、磁性と伝導すなわち、電子のもつ電荷とスピンの両方を利用するという新領域のエレクトロニクスは「スピントロニクス」と呼ばれている。

1.2 ナノスケール強磁性体の磁区構造

1.2.1 磁区構造の決定

強磁性体中のエネルギーは以下の要素から構成される。

(1) 交換エネルギー E_{ex}

まず、強磁性体中の二対のスピン間に働く交換相互作用は、

$$\epsilon_{ex} = -2J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.1)$$

の形で示される。 \vec{S}_i 、 \vec{S}_j は2対のスピンを、 J は交換積分を表す。強磁性体では $J > 0$ であり、互いのスピンが平行になるときが最も安定である。(1.1)を試料全体で積分することにより、全交換エネルギーは

$$E_{ex} = A \int (\nabla \vec{M})^2 d^3x \quad (1.2)$$

と求められる。

(2) ゼーマンエネルギー E_{ext}

外部磁場 \vec{H}_{ext} によるエネルギーはゼーマンエネルギーと呼ばれ、

$$E_{ext} = - \int (\vec{H}_{ext} \cdot \vec{M}) d^3x \quad (1.3)$$

の形で示される。

(3) 形状磁気異方性エネルギー

強磁性体中の表面に対する垂直成分をもつとき、それによる反磁場が強磁性体中の磁化に作用し生じるエネルギーである。これは

$$E_{ext} = - \int (\vec{H}_{ext} \cdot \vec{M}) d^3x \quad (1.4)$$

の形で示される。

強磁性体の磁区構造は、(1)～(3)全ての総和が最小になるように決定される。しかしながら、強磁性体のサイズが微小化すると、反磁場の効果が増大し、(3)形状異方性エネルギーの寄与が支配的となる。実際に Fig. 1.1 を見ると、そのサイズがミクロンスケールまでになると、形状変化に伴い磁区構造も同様に変化していることがわかる。このように、微小強磁性体ではその形状変化による磁区構造の制御が可能である。

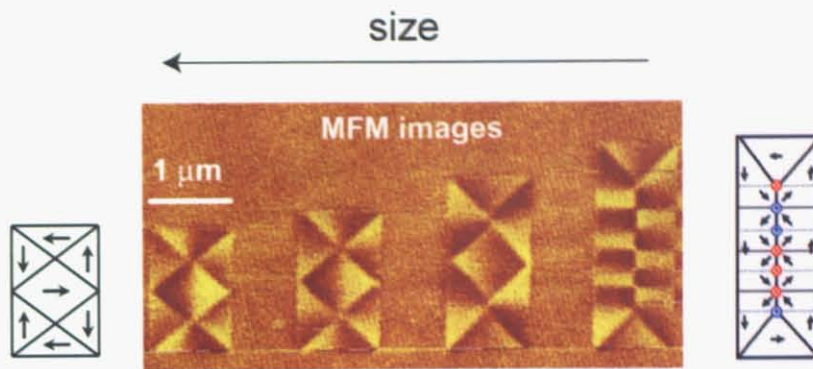


Fig 1.1 強磁性体の微細化に伴う磁区構造の変化[1]

1.2.2 微小強磁性円盤の磁区構造

Fig. 1.2に、微小強磁性円盤のとり得る磁区構造を示した相図を示す[2]。先述の通り、円盤のサイズが μm 、 nm にまで微小化すると、その形状に依存した複数の磁区構造が生じることがわかる。(1)単磁区構造(面内に平行)や(2)単磁区構造(面内に垂直)は、静磁エネルギーが交換エネルギーよりも大きくなる場合の磁区構造である。一方(3)磁気渦構造はその大小関係は逆であり、その名称のとおり、磁化分布が円盤に対して旋回する磁区構造を持つ。

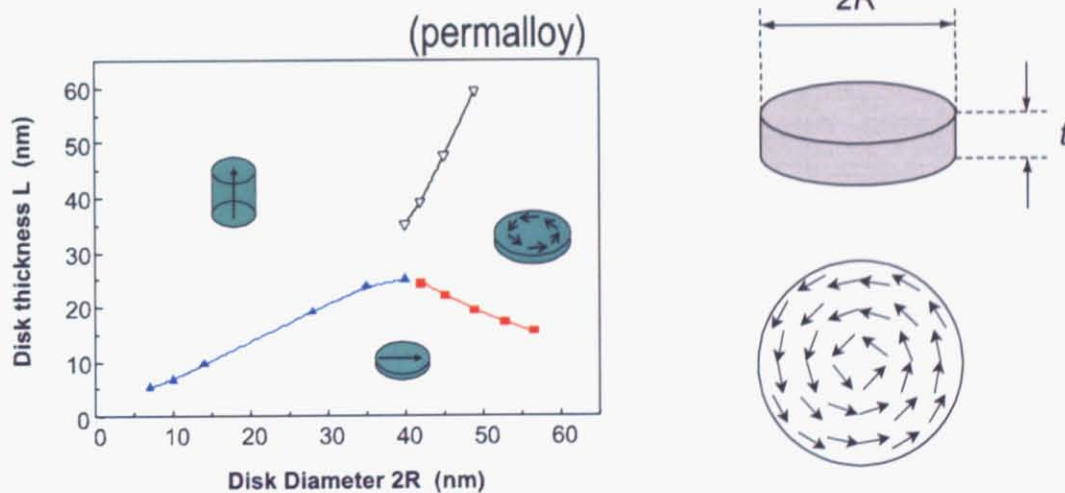


Fig 1.2 強磁性体円盤における磁区構造のサイズ依存性[2]

後に詳述するが、我々の研究の目的は、強磁性体に直接電流を掃引することによる磁区構造の変化を調べることであり、原理的にその効果は強磁性体中の磁化の空間的変化が急峻であるほど大きいという特性を持つ(1.3 で詳述)。この観点から(1)～(3)の磁区構造に着目すると、(3)磁気渦構造ではその中心部分において空間的な磁化の変化が非常に急峻であり、最も大きな電流掃引による効果が期待される。そこで、我々は強磁性円盤のとり得る磁区構造の中でも、(3)磁気渦構造に着目した。

磁気渦構造では、その構造を特徴付ける2つの重要な自由度が存在する。渦中心では磁化の空間的変化が非常に急峻であることによる交換エネルギーの損失を抑えるために、面に対して垂直な吹き出し磁化が存在する。この吹き出し磁化の配向をポラリティと呼ぶ。Fig. 1.3(a) はこのポラリティを MFM (Magnetic Force Microscope：磁気力顕微鏡)により観測したものである[3]。また、渦の旋回方向には CW(時計回り)と CCW(反時計回り)の2種類が存在し、この自由度はカイラリティと呼ばれる。Fig. 1.3(b) にローレンツ顕微鏡を用いたカイラリティの観測例を示す[4]。

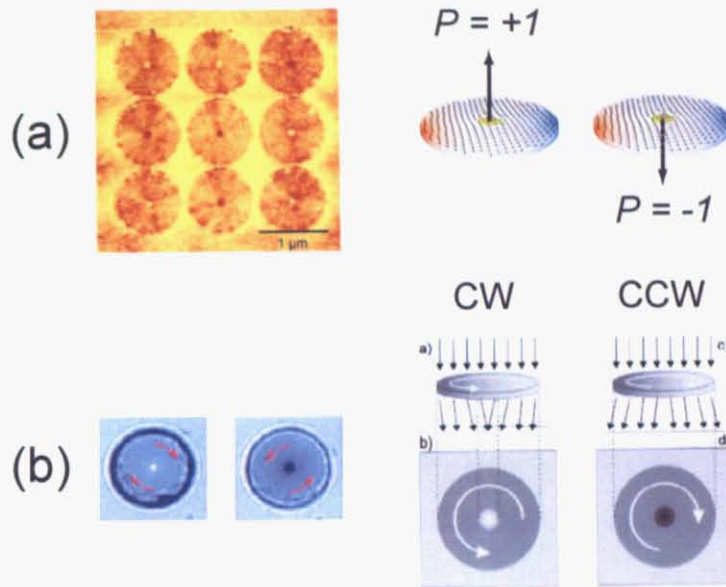


Fig 1.3 磁気渦構造の自由度 (a)ポラリティと (b)カイラリティの観測像と概念図[3][4]

また、磁気渦構造を分析的に調べる手法として、**rigid vortex model**と呼ばれるモデルが頻繁に用いられる[5]。このモデルは、磁気渦の形状が円盤内の任意の位置において常に完全な円型を保つと近似している。渦が円盤中心にあるとき、円盤内の座標 (r, φ) における磁化は

$$(M_x, M_y, M_z) = \left(-\frac{2ar}{a^2 + r^2} \sin \varphi, \frac{2ar}{a^2 + r^2} \cos \varphi, \sqrt{1 - (M_x^2 + M_y^2)} \right) \quad (r \leq a) \quad (1.5)$$

$$(M_x, M_y, M_z) = (-\sin \varphi, \cos \varphi, 0) \quad (r > a) \quad (1.6)$$

と記述される。 a は磁気渦のサイズであり、通常 10 nm 程度のサイズである。

1.3 スピントランスファー効果

1.1 で触れたように、磁区構造を変化させる手段として、従来の電流磁場に代わる、強磁性体に直接電流を掃引する新たな方法が注目されている。本節では、まずその原理について述べた後、本研究の対象となる磁気渦構造に働く電流駆動の効果について、近年報告された理論的予測について説明する。

単純化のために、Fig. 1.4 のように強磁性体 F が単磁区構造を持つと仮定する。つまり、強磁性の起源は局在した 3d 電子の磁気モーメントであるため、局在 3d 電子の磁気モーメントは全で一様に配向している状態を考えている。そこに、伝導電子(s 電子)が強磁性体中を流れると、s 電子は s-d 相互作用に起因した反時計回りのトルクを受け、そのスピンの向きは磁化の向きに配向される。一方、局在 3d 電子はその反作用によって時

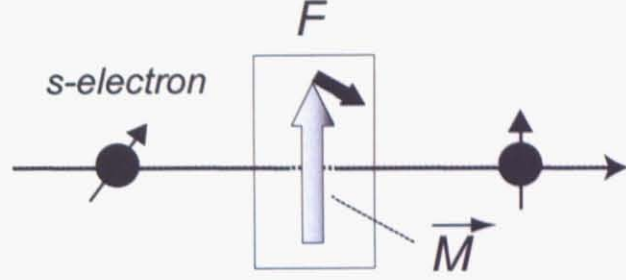


Fig 1.4 伝導電子による磁区構造変化(スピントランスファー効果)の概念図

計回りのトルクを受け、磁化の方向を変える。つまり、強磁性体に直接、伝導電子が流れることにより磁区構造が変化することになる。この現象は、Slonczewskiにより理論的に予言されたもので、「スピントランスファー効果」と呼ばれる[6]。また、伝導電子が磁化に対して与えたトルクは「スピントルク」と呼ばれる。このスピントルクは、磁化と伝導電子のスピンを用いて、

$$|\vec{T}| \propto |\vec{M} \times \vec{s}| \propto |\vec{M}| \sin \theta \quad (1.7)$$

に比例する。また、その空間的变化は

$$\left| \frac{d\vec{T}}{d\vec{r}} \right| \propto |\vec{M}| \frac{d(\sin \theta)}{d\vec{r}} = |\vec{M}| \cos \theta \frac{d\theta}{d\vec{r}} \quad (1.8)$$

$$\approx |\vec{M}| \frac{d\theta}{d\vec{r}} \left(\cos \theta = \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \approx 1 \right) \quad (1.9)$$

に比例する。この現象は伝導電子の空間的な伝播によって生じるのであるから、スピントルクは磁化の空間的な角度変化 $d\theta/d\vec{r}$ に比例して増大することがわかる。

実際に、スピントランスファー効果の観測例の一つ挙げる[7]。Fig. 1.8(a)に示したように、強磁性細線においてそれぞれ互いに逆向きに配向した長手方向の磁化と、その境界において磁壁を生じさせている。この磁壁は 1.2.2 で触れた、本研究で着目した強磁性円盤に見られる磁気渦構造のような分布を持ち (Fig. 1.5(b)(c))、磁化の空間的な変化が非常に急峻な領域である。この強磁性細線に電流密度 1.2×10^{12} (A/m²) のパルス電流(パルス幅 5μs)を図中左向きに流し、磁区構造の変化を観察した結果が Fig. 1.5(d)であり、磁壁はパルス電流によって移動していることがわかる。また、パルス電流の方向を逆にすることによって磁壁の移動方向もまた反転している (Fig. 1.5(e))。このことから、上記の磁壁移動はパルス電

流により生じた磁場などによる効果ではなく、パルス電流そのものが強磁性細線中を流れることによって生じた効果であると示される。

以上のように、磁気渦構造と類似した磁壁において、高効率なスピントランスファー効果が既に観測されている。そこで、本研究で着目した磁気渦構造の渦中心近傍においても、同様の効果が期待される。

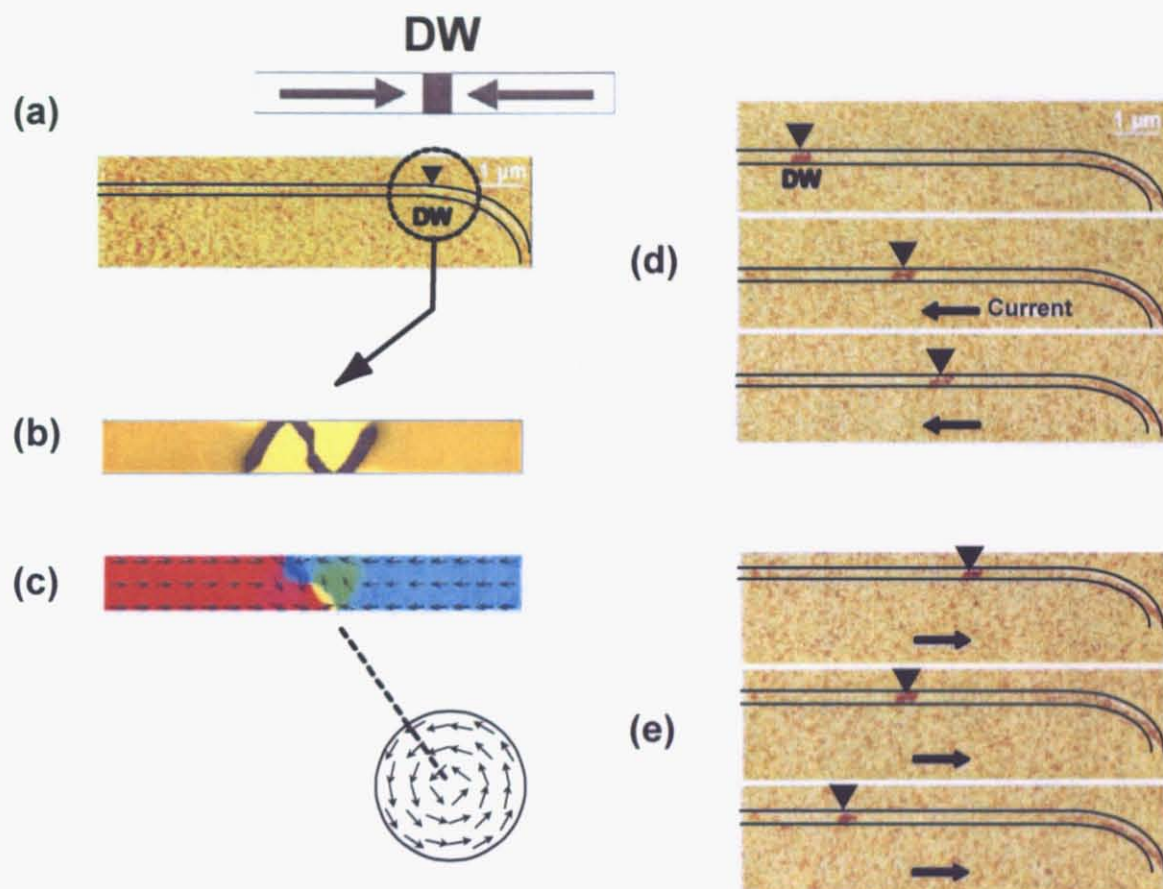


Fig. 1.8 強磁性細線におけるスピントランスファー効果に起因した磁壁移動。

(a)強磁性細線中の磁壁の MFM 像 (b)磁壁部分を拡大した MFM 像 (c)マイクロマグネティクスによる磁壁部分の磁化分布 (d)パルス電流による磁壁移動 (e)電流方向を反転させた場合の磁壁移動

1.3 小括と本研究の目的

近年、強磁性体の微小化により、その形状に依存した磁区構造をとることが実験的に明らかにされている。そこで、我々は円盤という対称性のよい形状に着目した。マイクロスケールの強磁性円盤では、厚さと半径の比によって複数の磁区構造をとる。我々はその中でも、円盤中心において磁化分布が急峻に変化する磁気渦構造に着目した。

また、それらの微小強磁性体における磁区構造の変化や制御は、従来の電流により発生する磁場を用いるよりも、強磁性体内に直接電流を流すことにより生じるスピントランスファー効果を用いた手法がより適している。

スピントランスファー効果は、磁化分布の空間的な変化が大きいほどその効果も増大する。実際に、強磁性細線において、磁化の空間的な変化が非常に急峻な、磁気渦構造に類似した磁壁に対するスピントランスファー効果の磁壁移動が既に観測されている。

そこで、磁気渦構造の渦中心の近傍においても高効率なスピントランスファー効果が期待される。本研究の目的は、磁気渦構造における、スピントランスファー効果に起因した磁区構造の変化を、主に電気伝導測定を用いて実験的に調べることを目的とする。

参考文献

- [1] T. Shinjo et al., Appl. Phys. Lett. **240**, 1-3 (2002)
- [2] W. Scholz et al., J. Magn. Magn. Mater. **266**, 155–163 (2003)
- [3] J. Raabe et al. J. Appl. Phys. **88**, 7 (2000)
- [4] T. Shinjo et al., Science, **289**, 930 (2000)
- [5] N. A. Usov et al. J. Magn. Magn. Mater. **118**, L290-L294 (1993).
- [6] J. C. Slonczewski et al. J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
- [7] A. Yamaguchi et al. Phys. Rev. Lett. **92**, 077205 (2004)

第2章 外部磁場による磁気渦構造のダイナミクス

2.1 はじめに

本章では、磁気渦構造の磁場により誘起された静的および動的磁化過程を実験的に調べることを目的としている。ここでは、それらについてこれまでの研究から明らかにされた事項を簡潔に纏める。

まず、磁気渦構造における静的磁化過程について説明する。マイクロマグネティクスによる数値計算プログラムOOMMF (The Object Oriented Micro-Magnetic Framework)を用いて計算した、磁気渦構造の磁化曲線をFig. 2.1に示す。マイクロマグネティクスとは、強磁性体を微小要素に分割し、各要素のエネルギー(1.2.1で述べたエネルギーの総和)を最小にすることで、強磁性体の磁化過程を調べる解析法である。この結果から、磁気渦構造は以下のような静的磁化過程

- (1)円盤中の磁化が外部磁場方向に向いている飽和状態
- (2)磁化分布が全体的にCの形をした分布へと変化してゆき、ある磁場においてC型の先端から渦の生成(vortex nucleation)が起きる。
- (3)その後、渦中心は円盤内の磁化の総和が外部磁場方向に向くように、磁場方向に対して直角にシフトしてゆき、
- (4) やがて円盤の端に追いやられた渦中心が、ある磁場において完全に消滅(vortex annihilation)し、再び飽和する

をとることがわかる。渦の生成や消滅に伴って、磁化が不連続に増減するのが特徴的である。

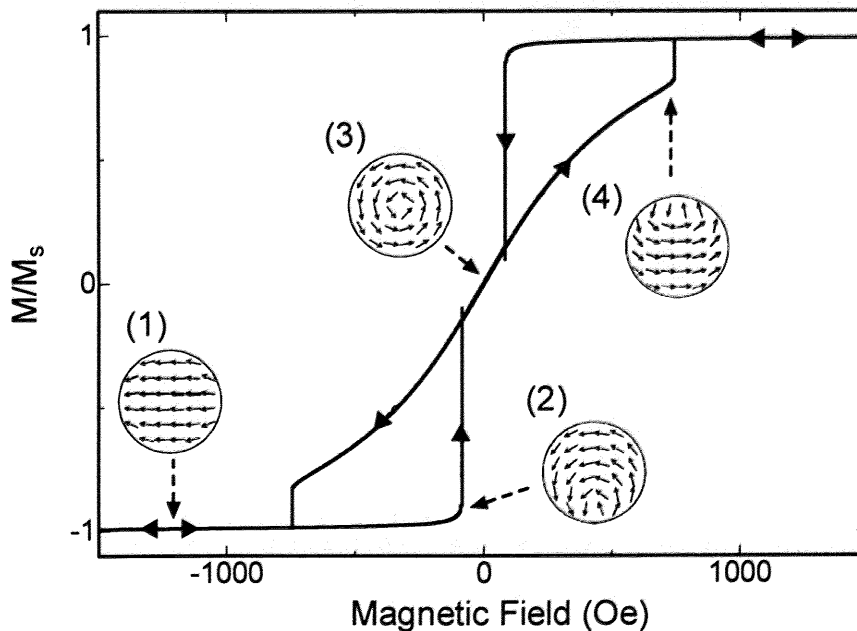


Fig. 2.1 マイクロマグネティクス計算を用いた、半径 $R=150$ (nm) 厚さ $t=10$ (nm) の磁気渦構造を持つ強磁性円盤の磁化曲線

さらに、低磁場領域の磁化率 $\chi(0)$

$$\chi(0) = \left. \frac{\partial \vec{M}}{\partial \vec{H}} \right|_{H=0} \quad (2.1)$$

も非常に重要な物理量である。先述の通り、磁気渦の中心には吹き出し磁化が存在するので、シミュレーション結果から磁化の z 成分(面垂直な磁化成分)が最大である位置座標を求めてゆけば、外部磁場に対する渦の移動距離を計算することができる。実際に、数値計算プログラムを作成し求めた結果と磁化曲線を比較したグラフを Fig. 2.2(a)(b)に示す。これらの結果から、低磁場領域において、渦中心は外部磁場に対して線型に移動し、さらにその移動率は磁化率とほぼ同値をとることがわかる。また、後の 2.3 で詳述するように、 $\chi(0)$ は動的磁化過程とも密接な関係がある。

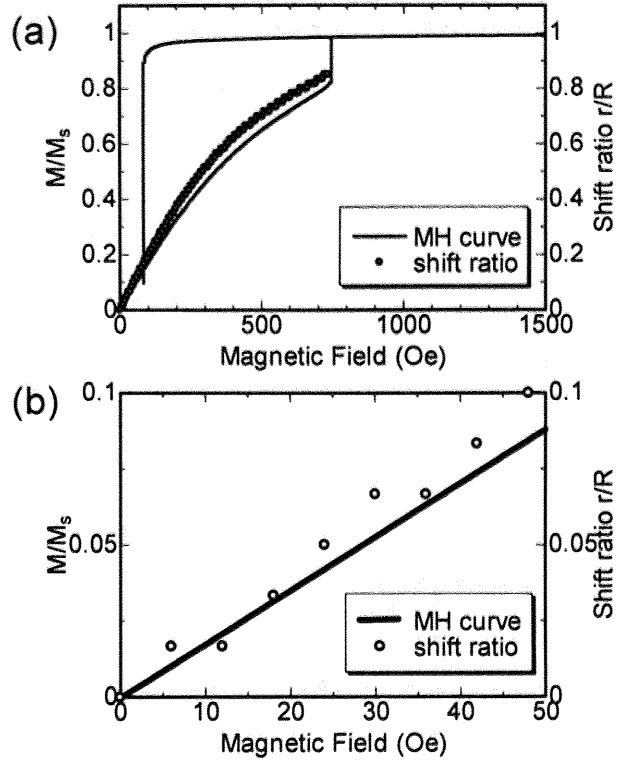


Fig 2.2 (a)磁気渦構造における、外部磁場に対する磁化と渦の移動距離の比較
(b)(a)の低磁場領域(0 ~ 50 Oe)の拡大図

2.2 磁気渦構造の静的磁場応答

2.2.1 単一強磁性円盤における静的磁化過程の検出法

2.1 で述べたように、強磁性体円盤における磁気渦構造の静的磁化過程について理論や様々な測定手法を用いた研究がなされている。測定手法としては、主に

- (1)磁気力顕微鏡[1]やローレンツ顕微鏡[2]を用いた観測
- (2)磁気光学効果を用いた観測[3]
- (3)強磁性抵抗効果を用いた観測[4]

などがある。(1)の方法は視覚的に磁区構造を観測できるというメリットがあるが、それらの測定原理から、外部磁場下での測定は困難である。(2)では外部磁場応答において頻繁に使われる手法ではあるが、数百回の測定結果を平均化しないと磁化過程が明瞭に見えず、測定時間がかかるといったデメリットがある。(3)の方法は、特に強磁性細線などの一次元的な単磁区構造をとる微小磁性体に対して用いられることが多い。この方法では強磁性体に電極を取り付けることになるので、電極近辺での磁区構造の不安定性などが生じてしまうことがあるというデメリットはあるものの、(2)のように平均化せずとも 1 度の抵抗測定で磁化過程を検出できるメリットがある。本研究の目的は序章で述べたとおり、直流電流の掃引による磁気渦構造の変化を調べることが主目的となるので、以下では(3)の手法を用いて、磁気渦構造の外部磁場による静的磁化過程を調べた。

2.2.2 実験方法

試料は Fig. 2.3 に示したように、Si 基板上に中央の Py 円盤(直径 $2\text{ }\mu\text{m}$ 、厚さ 30 nm)に、電気伝導測定用の Cu(厚さ 80 nm)端子を取り付けたものを作製した。Fig. 2.2 に試料作製の仮定を概略図を示す。まず、基板上にレジストと呼ばれる感光性の樹脂をコーティングする(Fig. 2.4(a))。次に、描画するパターンに合わせて電子線を照射し、その後現像液に浸すと、照射された部分のみレジストが剥離する(Fig. 2.4(b))。そして、電子銃加熱方式による蒸着を行い(Fig. 2.4(c))、最後に有機溶剤(アセトンや 2-ブタノンなど。レジストにより異なる)へ数時間浸すことで不要な部分を取り除かれ、所望のパターンを持つ試料が作製される(Fig. 2.4(d))。今回の作製試料は、Py 円盤と電極 Cu の2つのパターンがあるため、上記の過程を計 2 回行っている。また、レジストには PMMA を用いた。PMMA は高解像度であり、数 10 nm 単位の構造形成が可能である。本測定以外の試料の作製にもこの PMMA を用いている(例外は 3.3 の実験)。

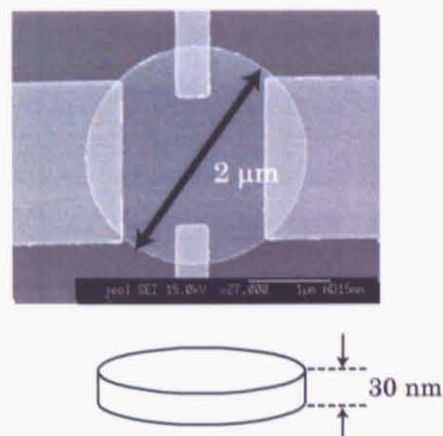


Fig 2.3 半径 $2\text{ }\mu\text{m}$ 、厚さ 30 nm の強磁性体円盤に非磁性 4 端子 (80 nm)を取り付けた作製試料の

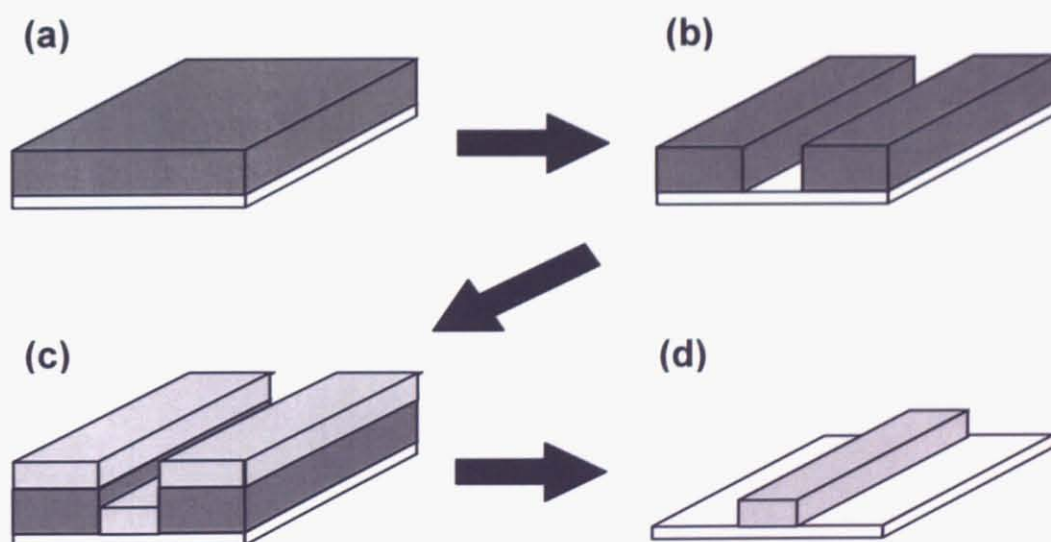


Fig. 2.4 試料の作製手順。(a)レジストの塗布 (b)電子線によるパターン描画 (c)電子線加熱方式による蒸着 (d)有機溶剤を用いた不要部分の除去

Fig. 2.5 は本測定のための回路の模式図である。作製試料にシグナル電流(本実験では $20\mu\text{A}$, 173 Hz)を流し、縦方向の電圧端子から AMR(anisotropic magnetoresistance: 異常磁気抵抗効果)の一種である「プレーナーホール効果」によって生じる電圧変化をロックイン検波で検出し、渦の挙動を調べた。

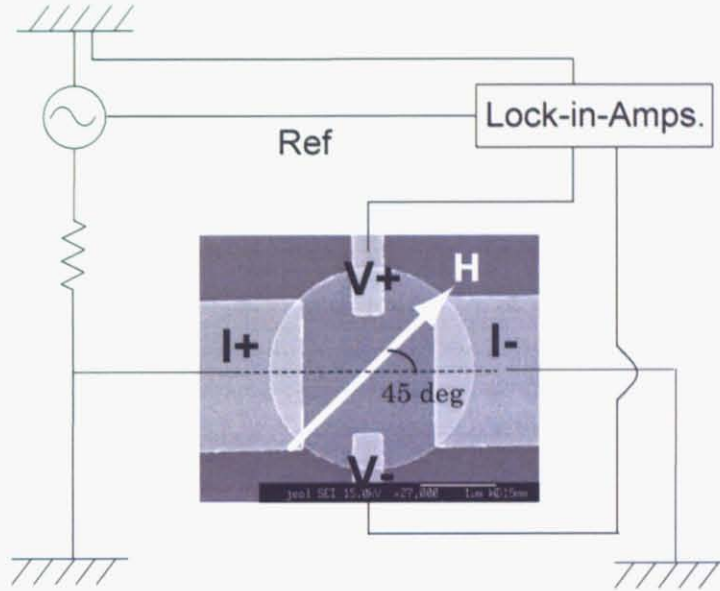


Fig 2.5 ロックイン検波を用いた、磁気渦構造の変化に伴うプレーナーホール抵抗 R_{PHE} 測定のための回路の模式図

AMR とは、強磁性体中の磁化方向と電流方向との相対角度 θ に依存して生じる、強磁性体特有の抵抗効果である。この効果は、強磁性体では d バンドの交換分裂によって、伝導電子の s 電子に対して $s \cdot d$ 相互作用による散乱確率が異なるために生じる。つまり、そこで Mott は、上向きおよび下向きスピンの電気伝導を、異なる移動度を持ったキャリアの並列回路として取り扱う 2 電流モデルを提唱した[7]。このモデルによれば、強磁性体中に生じる電場は以下のように記述される。

$$\mathbf{E} = \rho_{\perp} \mathbf{j} + (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) \mathbf{m}(\mathbf{j} \cdot \mathbf{m}) \quad (2.2)$$

ここで、 \mathbf{j} は電流密度、 \mathbf{m} は強磁性体中の磁気モーメントである。そして、プレーナーホール効果とは、(2.1)において、電流方向に対して面内に垂直な方向に生じる電場 \mathbf{E}_{\perp} に起因するものである。そこで、単純化のために \mathbf{m} は面内 xy 方向のみに成分を持つと仮定し、さらに $\mathbf{j} = (1.0, 0)$ とおけば、 \mathbf{E} の y 成分は

$$\begin{aligned} E_y &= (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) |\mathbf{j}| |\mathbf{m}|^2 \sin \theta \cos \theta \\ &= (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) |\mathbf{j}| |\mathbf{m}|^2 \sin(2\theta) \end{aligned} \quad (2.3)$$

と求められる。ただし、 θ は磁化と電流のなす角である。つまり、プレーナーホール効果による抵抗効果 R_{PHE} は、

$$R_{PHE} \propto \sin(2\theta) \quad (2.4)$$

に比例することがわかる。

2.2.3 実験結果および解析

Fig. 2.6 に、磁場を電流方向に対して 45° の方向に印加したときの、 R_{PHE} の外部磁場応答を測定した結果を示す。この磁場方向において、測定量 R_{PHE} は飽和状態で最大値 $\sin(2 \times 45^\circ) = 1$ をとり、また端子を取り付けたことによる磁気渦構造の不安定化の問題も抑えることができるからである。

この抵抗変化から磁化過程を考えると以下ようになる。

- (1) $-300 \text{ Oe} < H < -10 \text{ Oe}$ において磁化は一様に飽和しており
- (2) $H = -10 \text{ Oe}$ での渦生成による磁区構造の変化により、抵抗が不連続に変化し
- (3) $-10 \text{ Oe} < H < 200 \text{ Oe}$ の間に渦が円盤中を移動した後、
- (4) $H = 200 \text{ Oe}$ で渦が消滅し、抵抗が不連続に増大する

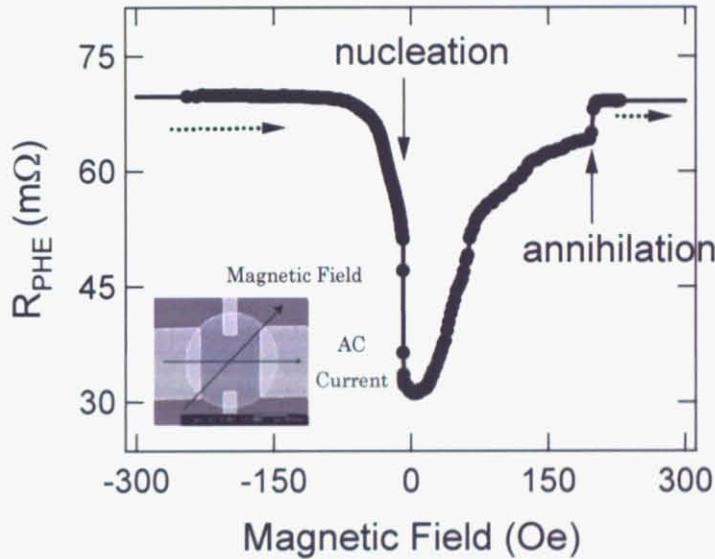


Fig 2.6 強磁性体円盤(半径 $2 \mu\text{m}$ 、厚さ 30 nm)に外部磁場を電流端子に対して $\theta=45^\circ$ に印加した場合の R_{PHE} 測定結果

また同一の試料を、マイクロカー効果顕微鏡によって磁化曲線を測定した結果を Fig.2.7(a)に示す。この結果と Fig. 2.6 を比較することで、抵抗の不連続な増減は確かに渦生成、消滅に対応していることが確認できる。

さらに、(2.2)式を用いて、磁気渦構造における外部磁場応答に伴う、 R_{PHE} の変化を数値計算した結果を Fig. 2.7(b)に示す。この数値計算は、単純なポアソン方程式で求めた円盤中の電流密度の相対値 (Fig. 2.8(a))と、OOMMF による磁化過程のシミュレーション結果 (Fig. 2.8(b))を組み合わせたものである。電流密度はマイクロマグネティクスと同様、強磁性体および電極端子を微小領域に分割し、差分法を用いて計算した。初期および境界条件は、電流端子 $I+$ 、 $I-$ で、

$$\phi(I+) = 1 \quad (2.5)$$

$$\phi(I-) = 0 \quad (2.6)$$

円盤の境界 $r=R$ (R :円盤の半径)および電圧端子の境界 B (Fig. 2.8(b))において、

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_{r=R} = \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_B = 0 \quad (2.7)$$

と設定した。この結果から、電流は円盤中央部では水平方向に、円盤の縁ではその方向に沿って流れることがわかる。これらの電流密度、磁化分布の計算およびシミュレーション結果を用いて、Fig. 2.8(a)(b)に示したように、電圧端子間 S を積分範囲とし、(2.4)の各要素の総和

$$\int_S \sin(2\theta) dS \quad (\theta: \text{angle between } \vec{i} \text{ and } \vec{m}) \quad (2.8)$$

を計算により求めた。この数値計算と測定結果を比べると、抵抗測定の結果がよく再現されていることがわかる。以上のことから、作製試料は実際に渦構造を持つのに加えて、 R_{PHE} の測定は磁気渦構造の磁化過程を見る上で非常に有効な手段であることが明らかとなった。

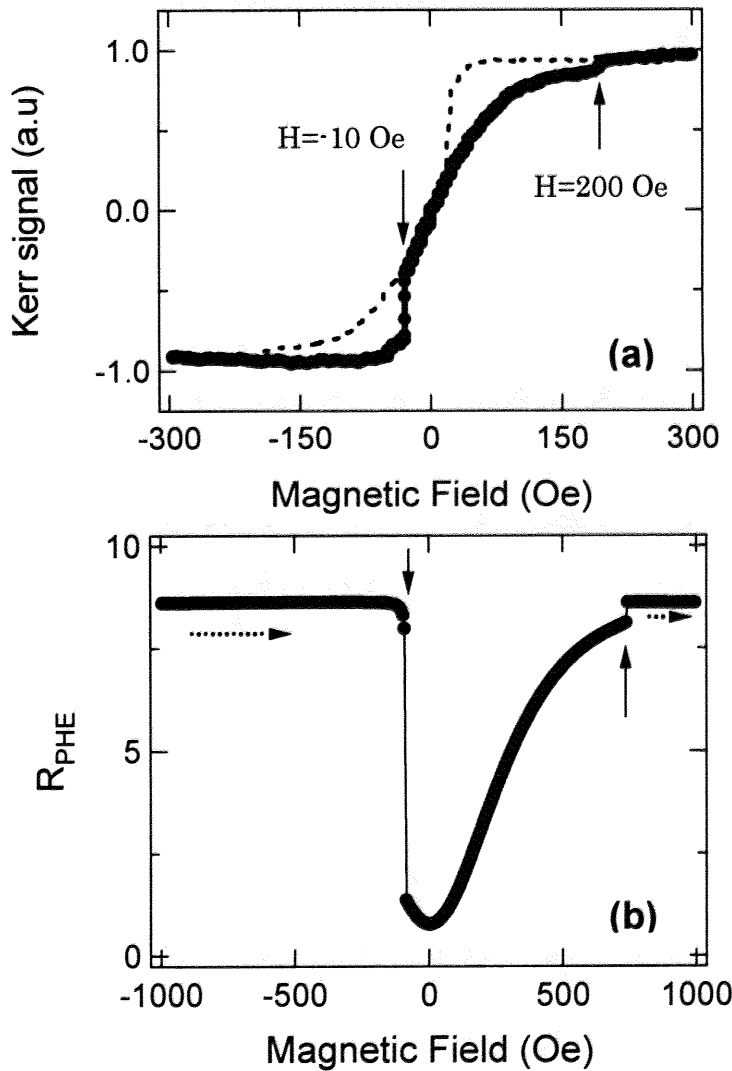
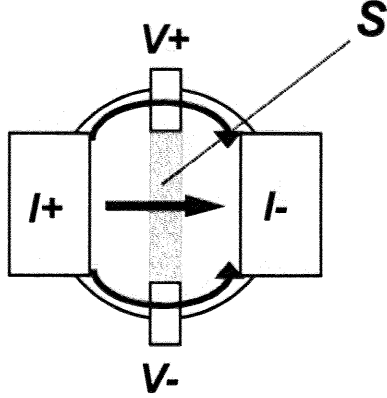


Fig 2.7 強磁性体円盤(半径 $2 \mu\text{m}$ 、厚さ 30 nm)における(a) マイクロカー効果顕微鏡による磁化曲線の測定結果と(b)数値計算による R_{PHE} の外部磁場応答

(a) Current



(b) Magnetization

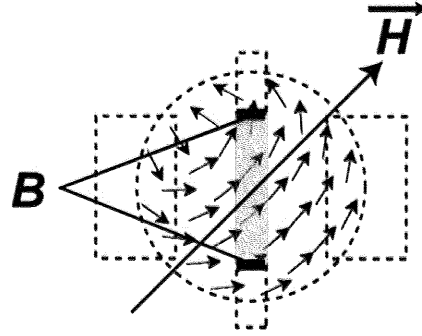


Fig 2.8 (a)ポアソン方程式による円盤中の電流密度 (b)マイクロマ
グネティクスによる磁化分布計算

2.3 磁気渦構造における動的磁場応答と検出法

2.2では磁気渦構造における静的磁化過程について調べた。一方、動的磁化過程についても近年報告がなされている。

まず一般的に、強磁性中の各々の磁化は以下の運動方程式

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.9)$$

に従い、Gilbert方程式と呼ばれている。ここで、 γ は磁気回転比、 M_s は飽和磁化、 α はダンピング定数である。このGilbert方程式と、2.1で触れたrigid vortex modelを用いると、磁気渦はある有効質量をもつ粒子とみなされ、以下の運動方程式に従う。

$$M \frac{d^2 \vec{X}}{dt^2} + \frac{\partial W(\vec{X})}{\partial \vec{X}} - \vec{G} \times \frac{d\vec{X}}{dt} = 0 \quad (2.10)$$

ここで、 M は磁気渦の有効質量テンソル、 \vec{X} は渦中心の座標、 \vec{G} は渦のポラリティに平行なジャイロベクトルである。 $W(\vec{X})$ は渦が円盤中心からずれることにより生じるポテンシャルで、

$$W(\vec{X}) = \frac{1}{2} \kappa |\vec{X}|^2 \quad (2.11)$$

とお碗型に記述される(κ は磁気弾性定数)。(2.10)の左辺第3項は渦の進行方向に対し垂直であり、運動を緩和させるジャイロ力である。つまり、Fig. 2.9に示されているように、磁気渦は(2.11)のようなお碗型のポテンシャルの中を、 \vec{G} つまりポラリティの方向に依存したジャイロ力を受けながら螺旋運動をするのである。ここに、螺旋運動の周期に一致した交流磁場などを用いた励起状態が生じ、(2.10)の左辺第3項が

キャンセルされると、磁気渦は円盤の中心を回転し続ける共振現象が起こる。この螺旋運動の周期は、rigid vortex modelにおいて先述の磁化率 $\chi(0)$ と線型な関係

$$\omega_0 \propto \chi(0) \quad (2.13)$$

を持つことが知られている。このような共振現象はtranslation modeと呼ばれている。

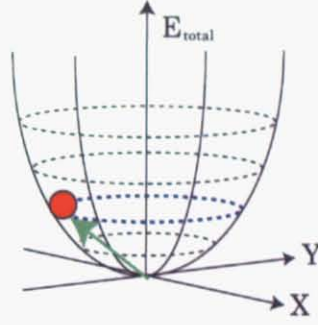


Fig 2.9 磁気渦構造における共振現象(translation mode)の概念図

上記のような磁気渦構造の動的磁化過程についても、理論および様々な測定手法を用いた観測がなされている[5][6]。次節において、高周波測定に用いられるネットワークアナライザを用いた磁気渦の共振現象の観測を行う。また本論文執筆時点では測定途中の段階ではあるが、最後に静的磁化過程と同様に電流磁気抵抗効果を用いた高周波測定についても触れる。

2.4 ネットワークアナライザを用いた磁気渦構造の動的磁場応答の測定

2.4.1 実験方法

本測定の特性周波数測定には、ベクトルネットワークアナライザを用いた。ネットワークアナライザとは、試料の高周波特性を測る計測器であり、回路や素子などに高周波を入力し、それらからの反射、透過を測って回路や素子の高周波特性を測定できる。これらの反射や透過に関連した測定量は S パラメータと呼ばれ、入射波の振幅を a_1 , a_2 、出射波の振幅を b_1 , b_2 とすると、

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

のように定義される。

本測定のために作製した試料の概略図を Fig. 2.10 に示す。手順としては、まず始めに GaAs 基盤の上に Ti/Au のコプラナーラインを作製した。コプラナーラインとは、二つのグランドラインの間に 1 つのシグナルラインを持つ構造であり、高周波測定に良く用いられる設計の一つである。基板には 2.2 の試料

作製に使用したような Si 基板ではなく、GaAs 基板を用いた。その理由は、特性周波数の測定では、その測定領域が GHz オーダーの高周波の範囲になると、使用する基盤は GaAs のような誘電率の高い材質の方がより信号の減衰が少ないためである。

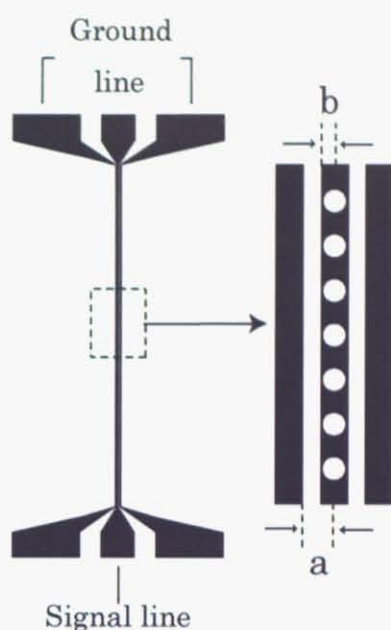


Fig 2.10 高周波特性測定のための作製試料の概略図

また、信号の減衰はラインの設計にも大きく依存し、基盤の材質に合わせて設計を最適化させる必要がある。Fig. 2.10 中の a, b について、Si 基盤の場合は $b/a=0.46$ 、GaAs 基盤では $b/a=0.457$ である。実際に、強磁性体のパターンのない Ti/Au のみのコプラナーラインを用いて、信号の透過係数 S_{12} を測定した結果を Fig. 2.11 に示す。数 GHz 帯域の高周波領域において、GaAs 基盤の減衰がより少ないことがわかる。

そして、シグナルライン上に Py 円盤(半径: $2\ \mu\text{m}$, 厚さ: $40\ \text{nm}$)を約 250 個並列させたものをそれぞれ作製した。近接した円盤間での静磁氣的相互作用が無視できるように、円盤間の距離は $2\ \mu\text{m}$ とした。

測定では、上記の S パラメータのうち、特に反射係数を表す S_{11} に着目し、周波数特性を調べた。入力信号による交流磁場の実効値は、ラインの形状を考慮したビオ＝サパールの法則の計算結果により、5 Oe 程度であると概算される。

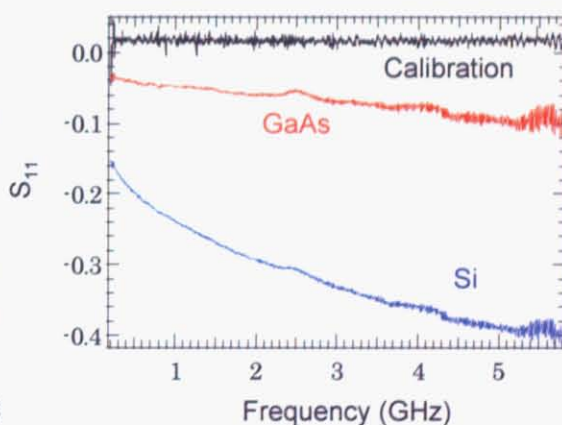


Fig 2.11 同コプラナーライン設計における透過信号強度の基板依存性を測定した結果

本測定は非常に繊細な測定が必要であるため、注意すべきことについていくつか触れておく。

(1)プローバー接触面が汚れていないか

本実験においては、プローバーを試料に接触させる際に、プローバーが試料の金を削り取ってしまう(その程度押さえつけないと正確な測定が出来ない)。つまり何度か接触を繰り返していると、プローバーの接触面が汚れるため、それがシグナルの流れを阻んだり、測定結果に影響を与えることがある。定期的に、プローバー測定用のブラシを用いて、先端を軽く撫でるように掃除をする。

(2)プローバーが試料に対して水平か

プローバーが試料に対して傾いていると、コプラナー構造において3つあるラインを均等に接触させることが出来ない。

(3)キャリブレーションを毎回行う

測定試料やネットワークアナライザで設定する実験環境が全く同様であっても、測定時期が空くと異なる結果が出てしまうことがある。そこで、多少の時間を要しても、測定毎にキャリブレーションを行う。

(4) Average の回数は 10 回以上行う

回数が少ないと、ピーク構造がノイズ中に埋もれてしまう場合がある

2.4.2 実験結果および解析

まずは、上記の作製試料の設計方法や測定手法が、本測定の高周波領域の特性周波数を調べるのに適した方法であるかを確認する。確認の際には、Fig. 2.12(a)に示したように、GaAs 基盤に対して最適化したコプラナーラインを設計し、そのシグナルライン上に $4\mu\text{m} \times 900\mu\text{m}$ の Py 薄膜を載せた試料を作製し、周波数応答を測定した。

この試料に対し、シグナルラインとは直角の方向に外部場を印加している(Fig. 2.12(b))。

Fig. 2.12(a)は交流磁場の周波数を横軸に、外部固定磁場を縦軸として、反射係数 S_{11} をカラープロットしたものである。 $H=200\text{ Oe}$ での断面図も Fig. 2.13(b)に示す。これらの結果から、Py 薄膜の共振に対応した S_{11} のピークが観測され、さらにその共振周波数は外部固定磁場の変化に対して明瞭に移動している。この共鳴の際、Fig. 2.12(c)に示したように、薄膜中の磁化は外部固定磁場により長手方向に一様に磁化しているので、ここに交流磁場が加わることで、ある特定の周波数で磁化が一様に歳差運動をしている共振現象が観測されたものと考えられる。このような共振現象は FMR(Ferromagnetic Resonance：強磁性共鳴)と呼ばれ、一般的に本測定結果のような GHz 帯域の特性周波数をもつ。

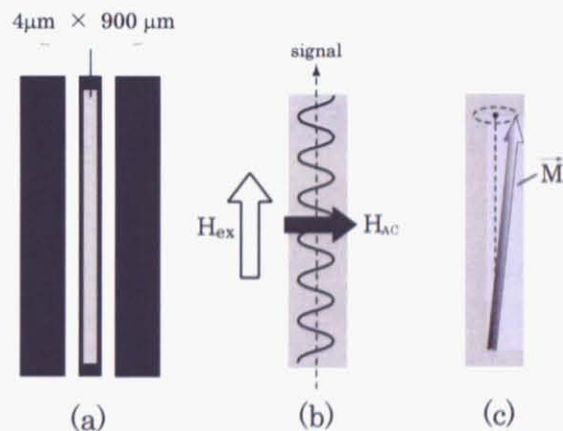


Fig. 2.12 (a)コプラナーライン上の Py 薄膜 (b)固定磁場と信号の方向 (c)Py 薄膜における強磁性共鳴

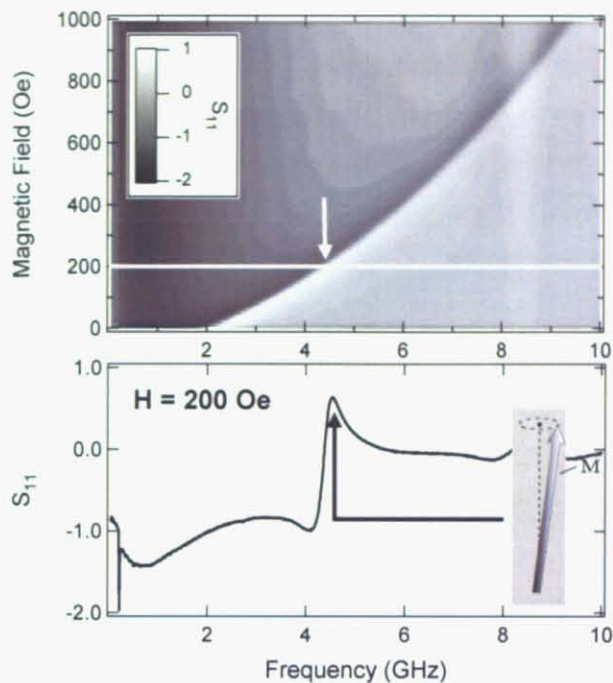


Fig 2.13 (a)Py 薄膜($4\mu\text{m} \times 900\mu\text{m}$)の長手方向に固定磁場を、交流磁場を固定磁場とは垂直に印加した場合の高周波測定結果 (b) $H=200$ (Oe)の断面図

Fig. 2.14 は、上記の測定結果から、外部固定磁場の 2 乗 H^2 に対する共振周波数の変化をプロットしたものである。両者は線型な関係にあるので、これらの結果を、強磁性薄膜における Kittel の共鳴条件

$$\omega_0^2 \approx \gamma^2 \mu_0^2 H M_s = \gamma^2 \mu_0 M_s (\mu_0 H) \quad (2.15)$$

に適用し、(2.13)右辺の傾き($\gamma^2 \mu_0 M_s$)を得た。この傾きの値と $\gamma=180$ (1/T)、 $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ (N/A²)を用いれば、飽和磁化 $M_s=1.05$ (T)が得られる。この M_s の値はバルクにおける Py のものとよく一致している。つまり、これらの共振周波数が強磁性共鳴に対応したものであることを確認した。

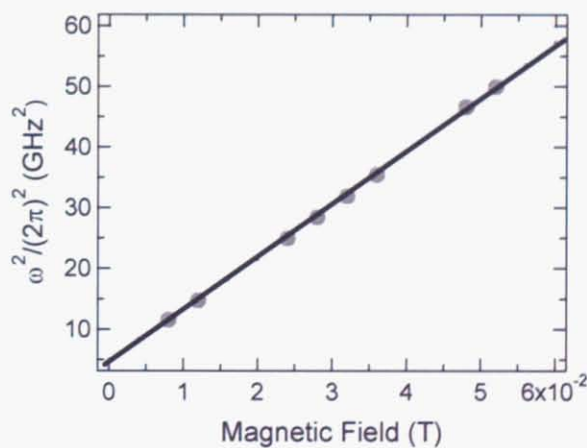


Fig 2.14 Py 薄膜($4\mu\text{m} \times 900\mu\text{m}$)における共振周波数(Fig. 2.13 の測定結果)と外部磁場との関係

以上で測定手法の有効性が明らかとなったので、以下は本章の目的である、2.4.2 で作製したサンプルを用いて、磁気渦構造での動的磁化過程を調べる。

序章で述べたように、磁気渦構造では、渦中心は外部固定磁場によって励起されることにより渦が中心から移動した後、円盤内のポテンシャルを受け、数 MHz 帯域の共振振動数で回転運動をする共振状態(translation mode)が存在することが既に知られている。そこで、測定の周波数領域は 50 (MHz)~300 (MHz)にとり、特性周波数を調べた。

測定における磁場方向の概略図を Fig. 2.15 に示す。固定磁場は図中の通り交流磁場と平行な方向、つまりシグナルラインに対して垂直に印加している。

本測定では、磁気渦構造特有の周波数特性をより明瞭に調べるため、

(1)円盤に約 2000 (Oe)の固定磁場をシグナルラインに対し垂直に印加し、飽和状態での $S_{11}(\text{saturated})$ を測定

(2)固定磁場を取り去った後、再度 $S_{11}(\text{zero})$ を測定

の 2 回の測定を行い、(2)から(1)のデータを差し引いた $S_{11}(\text{vortex}) = S_{11}(\text{saturated}) - S_{11}(\text{zero})$ を検出した。その結果を Fig. 2.16(a)に示す。

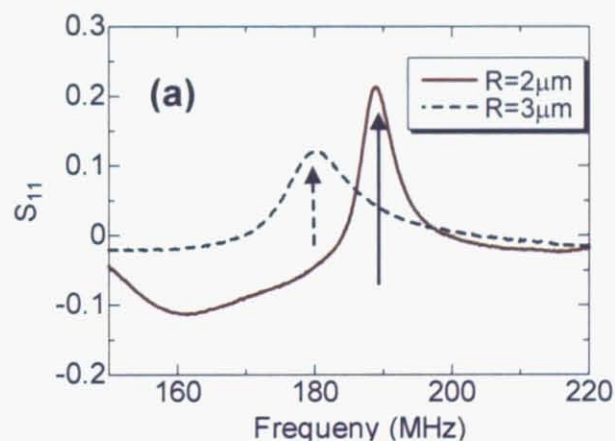


Fig 2.16 (a) 磁気渦構造における入力信号に対する反射係数 $S_{11}(\text{vortex})$ の測定結果。(b) (a) で測定された共振周波数のサイズ(厚さ/半径)依存性を、磁気渦構造における共振現象の理

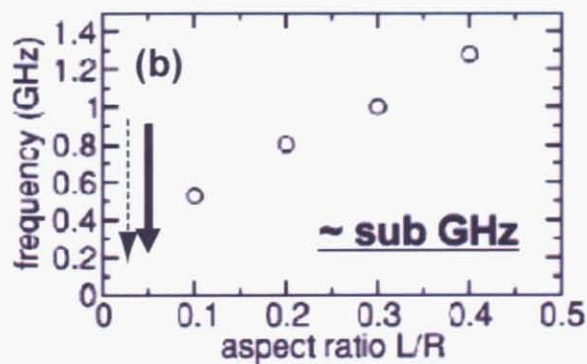


Fig. 2.16(a)中の実線に示されているように、半径 $2\text{ }\mu\text{m}$ の円盤では 190 MHz 、一方破線で示された半径 $3\text{ }\mu\text{m}$ の測定結果では 180 MHz においてピーク構造が見られる。両者の共振周波数は異なるため、これらの結果を近年報告された理論計算[6]と比較して、横軸に円盤のアスペクト比を、縦軸にそれぞれの共振周波数をプロットしたものを Fig. 2.16(b)に示した。これらの比較により、本測定では磁気渦の translation mode に対応した共振周波数の検出に成功したことがわかる。

2.5 プレーナーホール効果を用いた高周波測定

2.3 の測定において、交流磁場により生じた磁気渦構造の共振現象を観測することに成功した。しかしながら、強磁性円盤をコプラナーライン上に配列し、反射係数を測定する上記の手法では、多数の円盤の特性が平均化されてしまうという欠点を持つ。また、上記の試料設計は強磁性円盤に電流を掃引する構造を持たないため、スピントルクにより誘起された磁気渦構造の共振現象を調べることが出来ない。そこで、本節では2.4とは異なる R_{PHE} の測定を用いた高周波測定について述べる。現時点ではこの手法による磁気渦構造の共振現象は観測されていないが、磁区構造の一樣飽和状態において極めて明瞭な強磁性共鳴が観測されたので、その測定結果を記す。

2.5.1 実験方法

Fig. 2.16(a)(b)(c)に、本測定に用いた試料の概略図およびその SEM 像を示す。この作製試料では、まず GaAs 基板上に最適なコプラナーラインが Au(厚さ 120 nm)によって作製されている。そして、強磁性円盤の R_{PHE} 測定用に強磁性円盤(半径 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 、厚さ 30 nm)に四端子の電極(厚さ 80 nm)を接合したものがライン上に乗る(Fig. 2.16(c))のであるが、ラインと円盤の間に絶縁層であるアルミナ層(厚さ 100 nm)が挟まれた構造を持つ。Fig. 2.16(b)を見ると、アルミナ層のパターンが本来の設計よりも広がりを見せてしまっているが、これはアルミナをスパッタ法により蒸着する際、基板の温度が上昇しレジストが溶けてしまったためと考えられる。本測定の目的には特に支障はない。

このようなサンプルに、2.3と同様、シグナルライン上に交流磁場信号を入れ、その応答を R_{PHE} の測定により調べる。また、円盤に接合さ

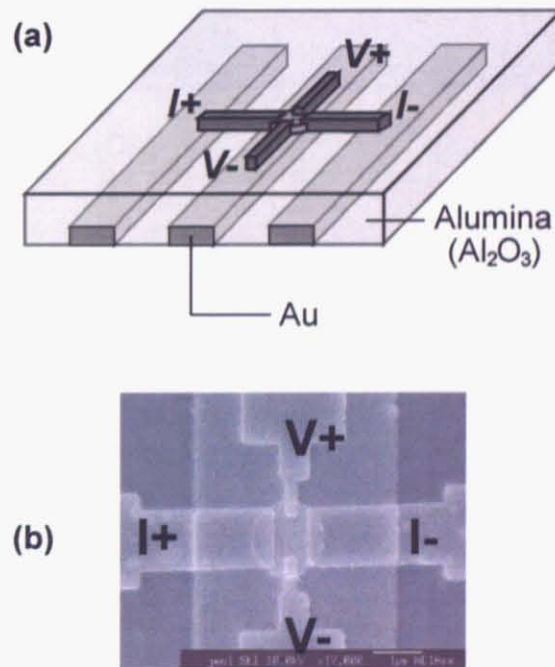


Fig. 2.16 (a)Au のコプラナーライン上に Al_2O_3 を蒸着し、さらにその上に非磁性四端子を取り付けた強磁性円盤(半径)の模式図。(b)実際に作製した試料の SEM 像

れた電流端子から直流電流を掃引すれば、スピントランスファー効果による影響も調べることが出来る。これがこの手法の重要なメリットである。

2.5.2 実験結果および解析

まずこの試料を用いて、外部磁場を電流端子に対して $\theta=45^\circ$ に印加し、 R_{PHE} を測定した結果を Fig. 2.17 に示す。負の飽和状態から正の飽和状態へと移るまでに、計 4 箇所で急激な磁区構造の変化に対応した R_{PHE} の不連続なとびが見られることから、残念ながら本試料では磁気渦構造ではなく多磁区構造を持つことがわかる。

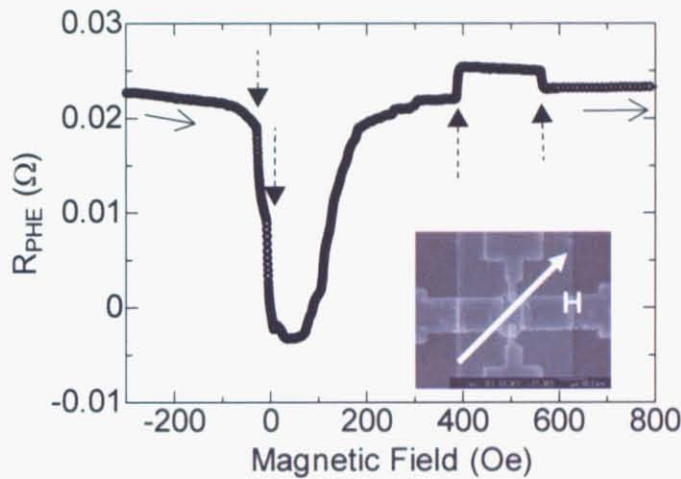


Fig. 2.17 作製試料の電流端子に対して外部磁場を $\theta=45^\circ$ に印加させた場合の R_{PHE} 変化の測定結果

そこで以降の測定では、磁区構造が不明瞭な低磁場領域よりも、磁区構造が単一である飽和領域に重点を絞って、 $\theta=45^\circ$ に固定磁場を印加し、上記の方法で高周波測定を行った。それらの結果を Fig. 2.18 に示す。

Fig. 2.19(a)は磁場を $H=800$ Oe に固定した測定結果である。この結果は明らかに $f=6.7\text{GHz}$ でピーク構造を持っている。さらに固定磁場を縦軸にとった Fig. 2.19(b)の R_{PHE} のカラープロットから、このピークは固定磁場に対して単純な依存性を持つことがわかる。本測定の固定磁場領域は円盤中の磁化が外部磁場に配向した飽和状態である。つまり、これらのピーク構造は Fig. 2.19 の図中に示したように、一様に配向した磁化が交流磁場によって歳差運動する強磁性共鳴に対応していると考えられる。そこで、(2.4.2 における Py 薄膜の解析と同様に)ピークの生じる周波数と外部固定磁場との関係を求め、強磁性共鳴における Kittel の共鳴条件を適用し飽和磁化 M_s を求めると、 $M_s=1.05(\text{T})$ が得られる。この値は先程と同じく Py の文献値とよく一致している。ただし、磁気回転比 γ は強磁性体が接合する層に依存する。本試料はアルミナと接合しているため、文献[8]を参照し $\gamma=187(1/\text{T})$ とした。

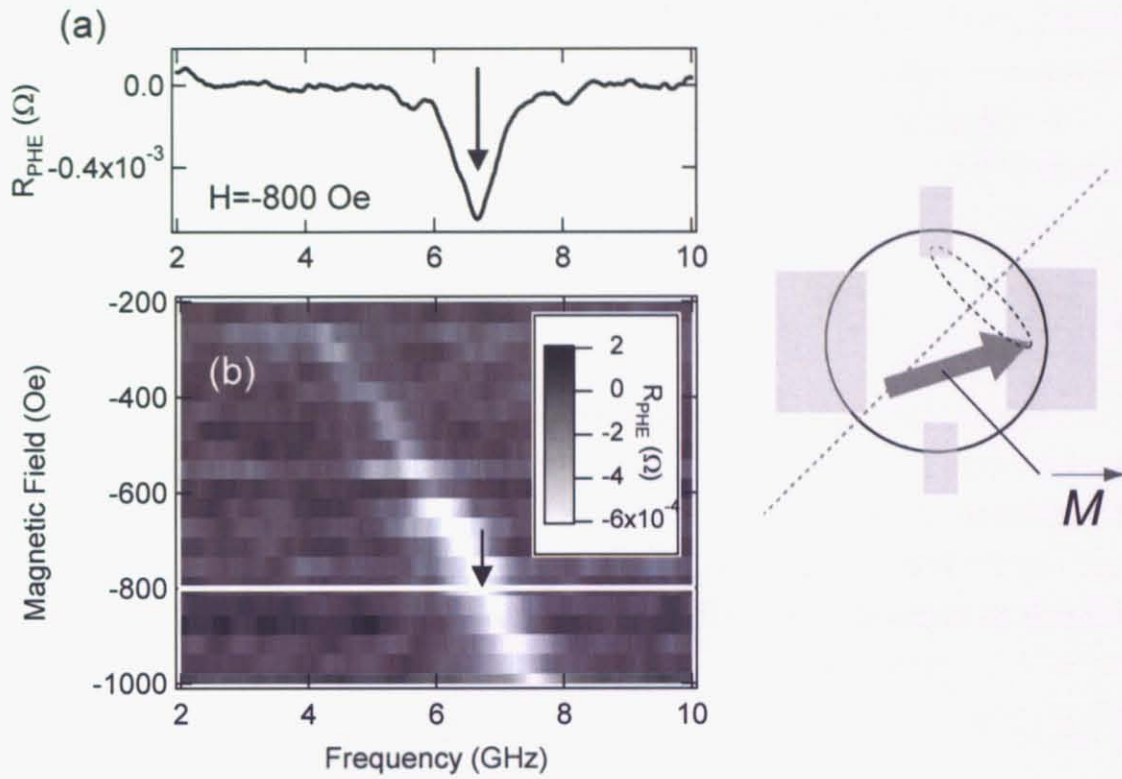


Fig. 2.19 (a)円盤中の磁化が外部磁場方向に一様に飽和した状態 ($H = -800$ Oe)での R_{PHE} による高周波応答の測定結果 (b)飽和磁場領域で固定磁場を変化させ、 R_{PHE} による高周波応答の測定結果をカラープロットしたもの

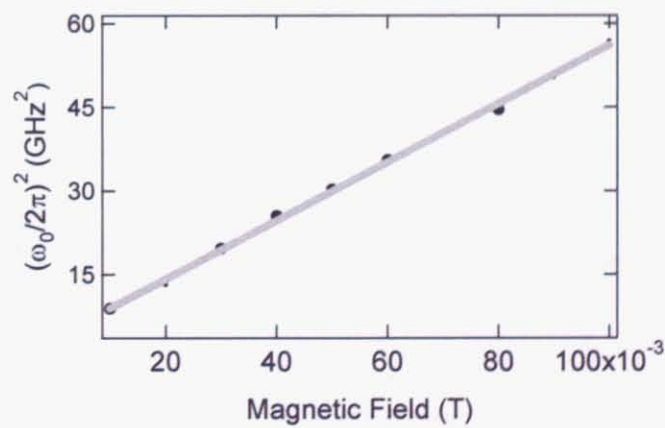


Fig. 2.20 Fig. 2.14 で測定された共振周波数と外部固定磁場との関係

つまりこれらの測定から、 R_{PHE} のピーク構造から強磁性共鳴が高感度で観測されることがわかった。そこで、次は同手法をもちいて、直流電流掃引下での、飽和状態における強磁性共鳴の観測を行った。

試料に外部磁場(1000 (Oe))を先程の測定と同様に $\theta=45^\circ$ に印加し、さらに電流端子に直流電流を掃引しながら、交流磁場の信号による応答を測定した結果を Fig. 2.21(a)に示す。さらに、この測定で観測されたピーク構造を Lorentzian で近似し、それぞれの直流電流値における R_{PHE} の半値幅 Δf をプロットしたものが Fig. 2.21(b)である。電流値に対し、半値幅が線形に減少していることがわかる。一方、論文[9]によれば、強磁性共鳴においては、スピントルクの影響により(2.9)式中のダンピング定数 α が電流に伴い

$$\tilde{\alpha} = \left(\alpha - g \frac{\hbar I_e}{2 e M_s \gamma H_{eff}} \right) \quad (2.16)$$

のように変化することが知られている。このことから、実験結果から求められた電流による半値幅の変化は、スピントルクに起因したものであると考えられる。しかしながら、1.3 で述べたように、スピントルクは磁化の空間的な変化が生じる領域において作用するが、本実験ではそのような領域のない飽和状態での測定結果である。現時点では、このような飽和状態においてスピントルクが作用する機構は明らかではない。一つの仮定としては、円盤中における反磁場の分布が一様でないために、飽和状態でも磁化の空間変化する領域が生じているのではないかと考えられる(Fig. 2.22)。

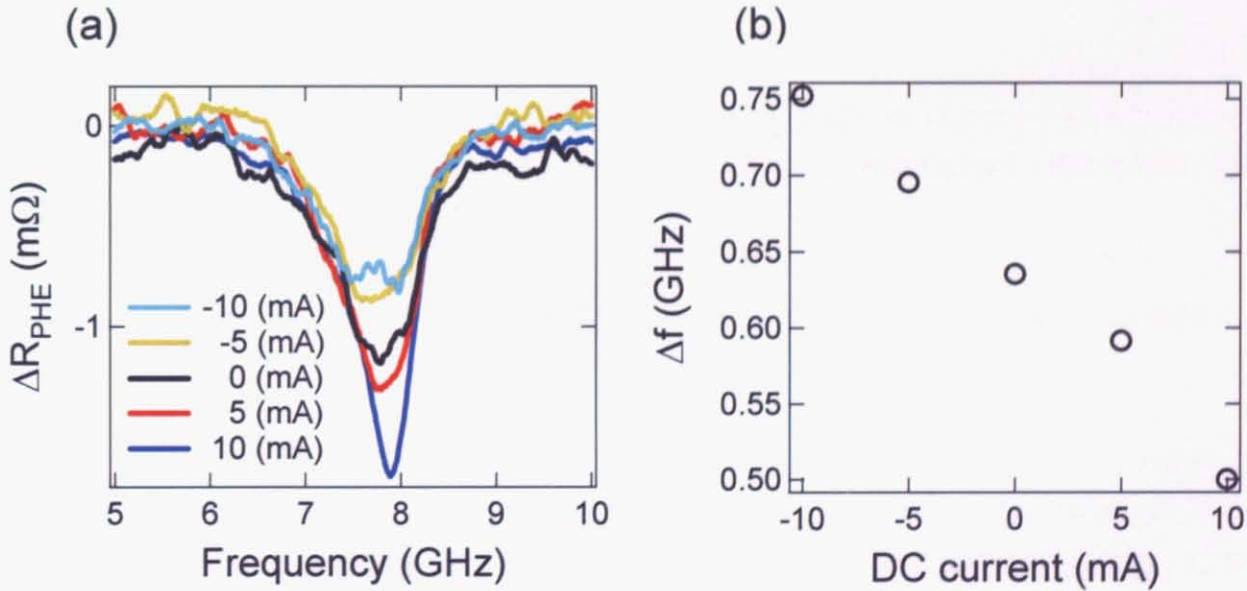


Fig. 2. 21(a)飽和状態における、直流電流下での ΔR_{PHE} による高周波応答の測定結果 (b)半値幅の直流電流依存性

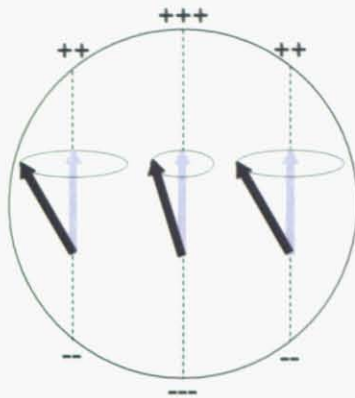


Fig. 2. 22 飽和状態における、反磁場分布による歳差運動

2.6 小括

本節では、主に強磁性円盤の磁気渦構造において、外部磁場および交流磁場により誘起された磁区構造の変化を調べた。

- 電気伝導測定用の四端子を取り付けた強磁性円盤において、プレーナーホール効果による抵抗変化 R_{PHE} の外部磁場応答の測定を行った。同試料に対するカー効果顕微鏡を用いた磁化曲線や、 R_{PHE} の数値計算結果と比較することにより、この測定手法が磁気渦構造の変化を検出する上で非常に有効な手段であることを実証した。
- ネットワークアナライザを用いた高周波測定を行い、GaAs 基板におけるコプラナーライン設計の最適化を行った。また、この設計を用いた Py 薄膜の強磁性共鳴の観測に成功し、測定手法の有効性を確認した。
- 磁気渦構造においても上記の方法で周波数特性を調べ、理論や他の実験手法により観測されている、交流磁場により誘起された渦の共鳴現象の観測に成功した。
- コプラナーラインと電気伝導測定用の四端子を取り付けた強磁性円盤との間にアルミナの絶縁層を挿入した試料を作製し、 R_{PHE} を用いた高周波測定を行った。作製試料は多磁区構造を持っていたため磁気渦構造の共鳴現象は観測できなかったが、飽和状態における強磁性共鳴を明瞭に観測することに成功し、本測定法により高感度の周波数特性が調べられることを示した。

参考文献

- [1] Shinjo et al., Science **289**, 930 (2000)
- [2] T. Uhlig et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 047203 (2004)
- [3] P. Vavassori et al., Phys. Rev. B **69**, 214404 (2004)
- [4] P. Vavassori et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 072507 (2005)
- [5] K. Yu. Guslienko et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 067205 (2006)
- [6] V. Novosad et al., Phys. Rev. B **72**, 024455 (2005)
- [7] N. F. Mott et al., Proc Roy. Soc. **A153**, 699(1936)
- [8] P. Djemia et al, Phys. Stat. Sol. (c) **3**, No. 9, 3244–3248 (2006)
- [9] J. C. Slonczewski et al. J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).

第3章 スピントルクによる磁気渦構造のダイナミクス

3.1 はじめに

本章では、本研究の目的である磁気渦構造に働くスピントルクについて実験的に調べた結果を述べるが、これについて近年、具体的な理論的予測が報告されている[1]。この理論によれば、電流掃引による磁気渦の運動は、(2.10)式にスピントルクの作用項を付け加えた

$$M \frac{d^2 \vec{X}}{dt^2} + \frac{\partial W(\vec{X})}{\partial \vec{X}} - \vec{G} \times \frac{d\vec{X}}{dt} - \vec{G} \times \vec{I} = 0 \quad (3.1)$$

と記述される。上式の左辺第4項がスピントルクの作用項である。つまり、Fig. 3.1のように、磁気渦は電流の掃引によって(2.9)と同様な螺旋運動をしながらも、渦中心のポラリティと電流方向に対する Lorentz 型のトルク

$$\vec{F}_{ST} = \vec{G} \times \vec{I} \quad (3.2)$$

を受けているため、終状態で円盤中心からずれた位置へと到達するのである。直感的には、スピントルク(3.2)は伝導電子が渦中心のポラリティによる有効磁場(のようなもの)から受けるローレンツ力の反作用であるとイメージできる。

通常、磁壁にスピントルクが作用するにはある一定以上の電流の閾値が必要とされる[7]。しかし、磁気渦構造の場合にこのような閾値はなく、電流密度と渦の移動距離は単純な比例関係にあり、その比例定数は円盤のアスペクト比 $g(=\text{厚さ})/(\text{半径})$ に依存する(Fig. 3.2)。

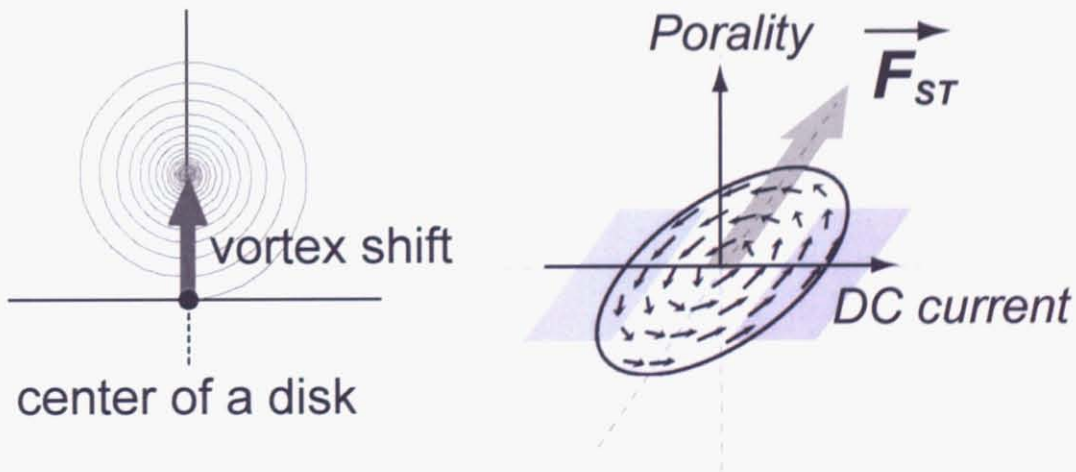


Fig 3.1 磁気渦構造に働くスピントルクの理論的予測の模式図

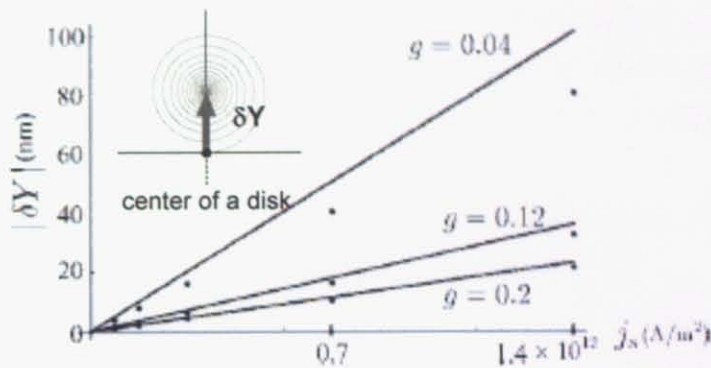


Fig 3.2 電流密度とスピントルクによる渦の移動距離とディスクのアスペクト比 g (=厚さ/半径)との関係

3.2 単一強磁性体円盤における電流駆動

3.2.1 実験方法

測定した試料の SEM 像を Fig. 3.3 に示す。本測定では、2.2.1 に用いたものを引き続き使用している。回路図は 2.2.1 の測定系に加えて、直流電流電源を追加した。磁場方向も 2.2 と同様に R_{PHE} が飽和状態で最大となる、電流方向に対して角度 $\theta=45^\circ$ の方向に印加させた。

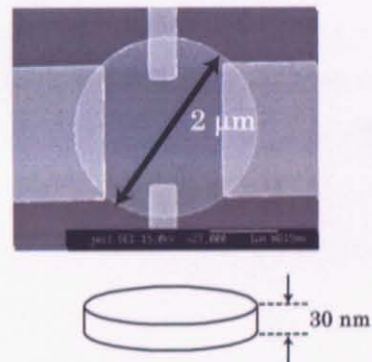


Fig. 3.3 磁気渦構造を持つ強磁性円盤(半径 2μm、厚さ 30nm)に非磁性四端子を取り付けた作製試料

3.2.2 実験結果および解析

本測定では、いくつかの固定された外部磁場下において、直流電流を掃引し R_{PHE} の変化を測定した。固定磁場は、初期状態として負に印加し磁化状態を飽和させた後、それぞれ零磁場、および消滅磁場付近に印加している。磁場方向は 2.2.1 と同様、電流方向に対して角度 $\theta=45^\circ$ である。また、電流方向に対する依存性を調べるため、電流は

(1) 0 mA \rightarrow +10 mA \rightarrow 0 mA

(2) 0 mA \rightarrow -10 mA \rightarrow +10 mA

の 2 種類の掃引方向にて測定した。

Fig. 3.5(a)に、零磁場下において試料に直流電流を流し、 R_{PHE} の測定結果を示す。この測定曲線は、

直流電流に対して放物的な形状をしている。これは、直流電流により生じるジュール熱が寄与したためであると思われる。またそれだけではなく、注目すべきなのは、その形状が軸 $I=0$ mA に対して非対称である、ということである。この非対称性は先程のようなジュール熱によるものでないことは明らかであり、スピントルクによる磁気渦構造の変化に起因したものであると考えられる。そこで、この測定結果を

$$R_{PHE} = \alpha I^2 + \beta I + \gamma \quad (3.3)$$

のように、電流に対する 2 次の形に近似し、左辺第一項のジュール熱に起因した項を取り除く。すると直流電流駆動による R_{PHE} の線型な変化が得られる(Fig. 3.5(b)薄線)。

$$R_{PHE}' = \beta I + \gamma \quad (3.4)$$

さらに上式を、電流密度を用いて書き換えると、

$$R_{PHE}' = \beta \times \frac{2\mu m}{30nm} \times j = \beta' \times j \quad (3.5)$$

$$j = \frac{30nm}{2\mu m} \times I \quad (3.6)$$

となる。

これらの結果から、スピントルクによる渦中心の移動距離を以下のようにして見積もる。以下、それらの手順について述べる。

まず、外部磁場に対する渦の移動距離を実験的に求める。これは 2.1 で述べたように、低磁場においては「磁化率 M/M_s =渦の移動率 δ/R (d は円盤中心からの移動距離、 R は半径)」とみなすことができるので、2.2.3 で測定した作製試料の磁化曲線を用いて求められる。よって

$$\frac{\delta}{R} = \eta \times H \quad (3.7)$$

を得る。

次に、電流端子に対して平行な方向に磁場を印加し、 R_{PHE} を測定した結果を Fig. 3.4 に示す。このとき、磁気渦は電流端子に対して垂直方向に移動する。この移動方向は、理論的に予測されている、電流駆動による磁気渦の移動方向と一致している。この結果の低磁場付近を拡大すると、 R_{PHE} は外部磁場に対して線型に変化していることがわかる。これにより、以下の関係を得る。

$$R_{PHE} = \kappa \times I \quad (3.8)$$

そこで、(3.5)、(3.7)、(3.8)の線型関係から直流電流と渦の移動距離の関係を見積もることができる。以上(3.3)～(3.8)を用いることで実験結果および解析からスピントルクによる渦の移動距離が計算された。この測定結果と 3.1 による理論計算と比較ことにより(Fig. 3.5(b))、両者が定量的に良い一致を示していることがわかる。

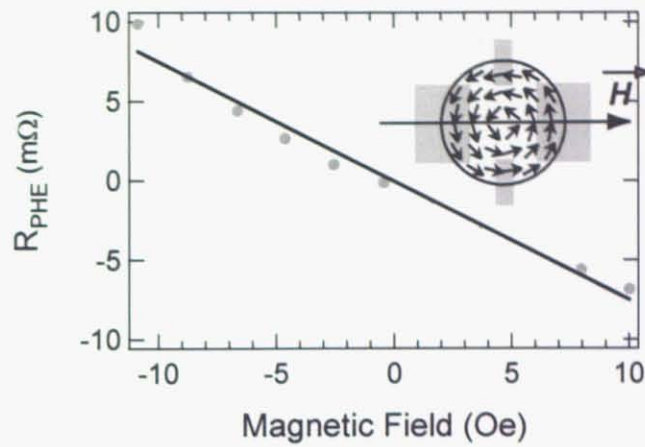


Fig. 3.3 外部磁場を電流端子に平行な方向
 $\theta=0$ に印加した場合の R_{PHE} の外部磁場応答

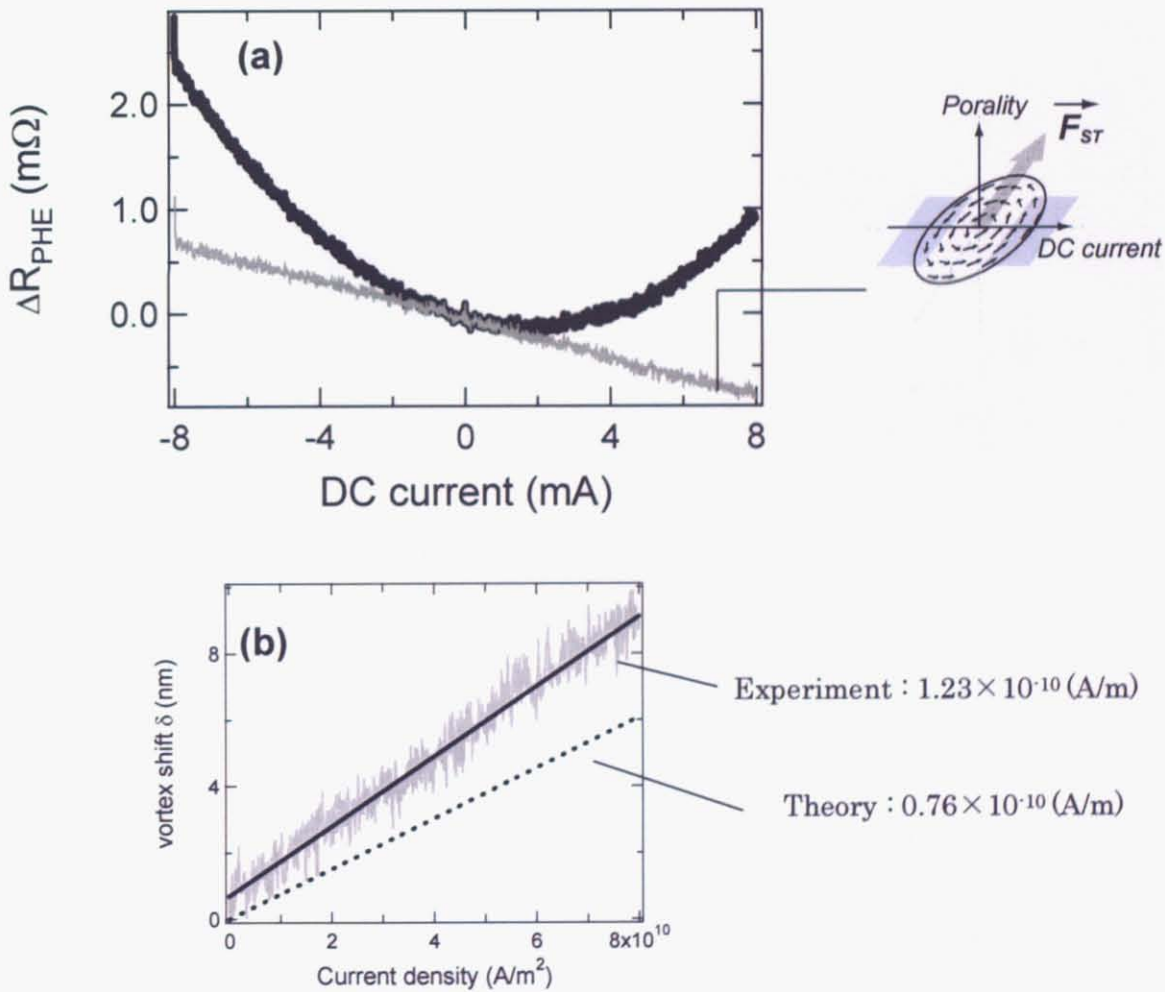


Fig. 3.5(a)零磁場下での、直流掃引による R_{PHE} の変化(黒線)とジュール熱を取り除いた成分(薄線) (b)理論計算と実験結果および解析による渦に働くスピントルクの比較

次に、外部磁場を消滅磁場寸前に固定した場合の結果に着目する。これらの結果も零磁場と同様に、ジュール熱の効果である αI^2 の項を取り除いてある。まず、掃引方向(1) $0 \text{ mA} \rightarrow +10 \text{ mA} \rightarrow 0 \text{ mA}$ に掃引した場合の結果を Fig. 3.6(c)に示す。このとき、 $0 \text{ mA} \rightarrow +10 \text{ mA}$ の掃引において $I=+2.8 \text{ mA}$ で R_{PHE} の不連続な増加が観測された。この増加は次の掃引 $+10 \text{ mA} \rightarrow 0 \text{ mA}$ では観測されないため、不可逆なものである。また、増加の値はちょうど 2.2.1 の測定結果における、渦消滅の際の抵抗増加値と一致している。つまり、電流掃引に対する不可逆性と、 R_{PHE} の増加値との一致から、本測定 of 抵抗の増加は、電流によって誘起された渦消滅であることがわかる。

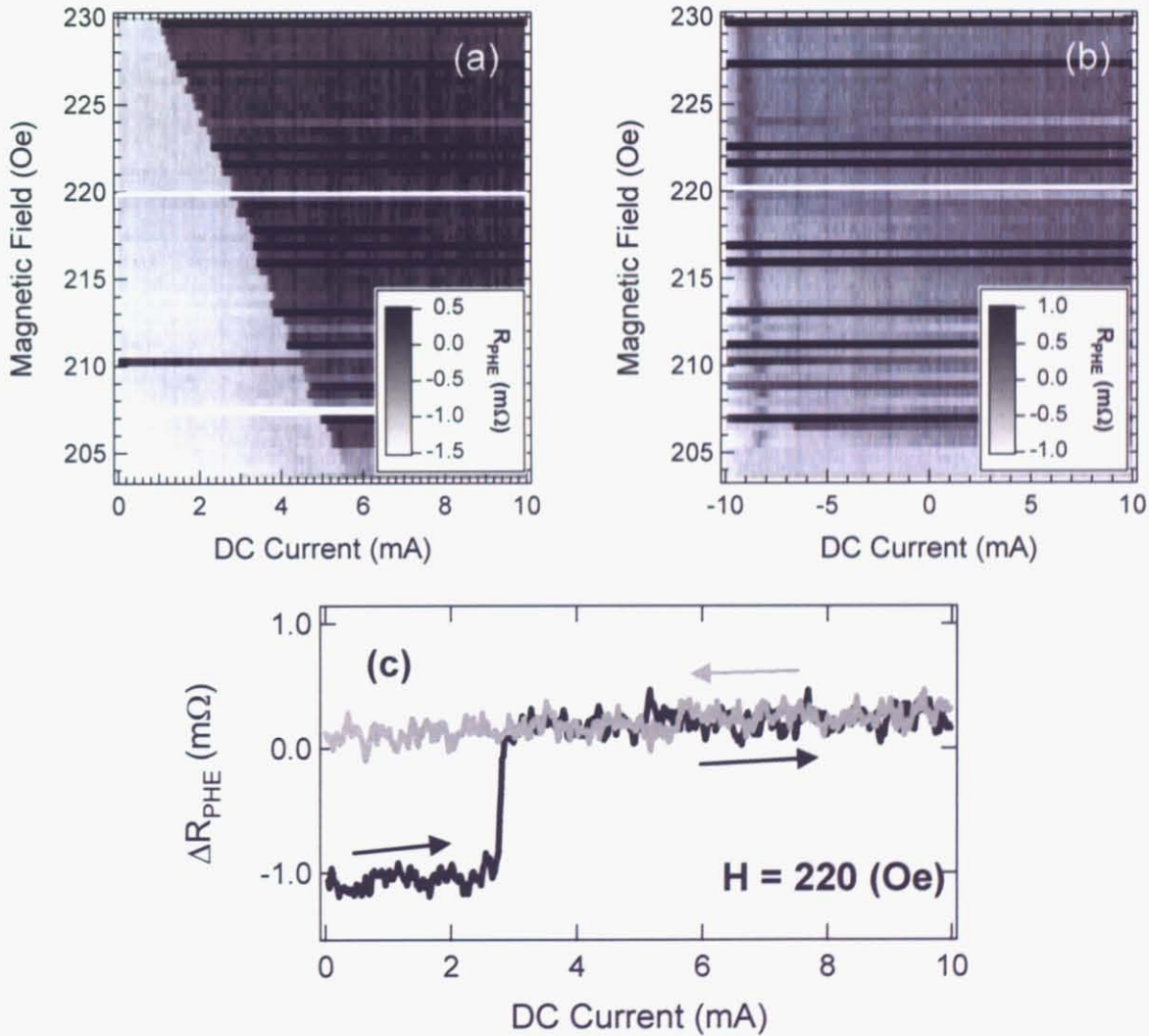
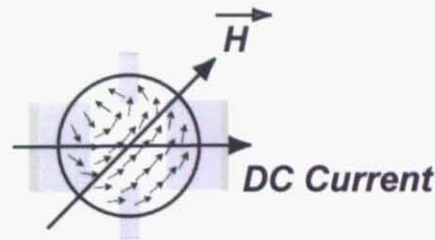


Fig. 3.6(a)~(c) 固定磁場を渦消失する寸前にまで印加し、電流掃引方向 $0 \text{ mA} \rightarrow +10 \text{ mA} \rightarrow 0 \text{ mA}$ とした場合の R_{PHE} 変化

一方、電流掃引方向を先程とは逆に(2) $0\text{ mA} \rightarrow -10\text{ mA} \rightarrow 0\text{ mA}$ とした場合の結果を Fig. 3.7(c)に示す。こちらもはじめの掃引 $0\text{ mA} \rightarrow -10\text{ mA}$ では、渦消滅に対応した R_{PHE} の増加が観測されないのに対し、 $-10\text{ mA} \rightarrow 0\text{ mA}$ では掃引(1)と同様に $I=+2.8\text{ mA}$ において、 R_{PHE} の不連続な増加が観測された。この測定により、この渦消滅は電流に対する方向依存性を持つことが明らかとなった。また、Fig. 3.6(a)(b)および Fig. 3.7(a),(b)は電流磁場を横軸に、固定磁場を縦軸として、 R_{PHE} をカラープロットしたものであるが、どちらも固定磁場を徐々に増加させることにより、渦消滅に必要な電流の大きさが小さくなっていることがわかる。この要因は、磁場を強めることにより磁気渦がより円盤の縁に近づくことから、少ない電流で消滅するためであると考えられる。

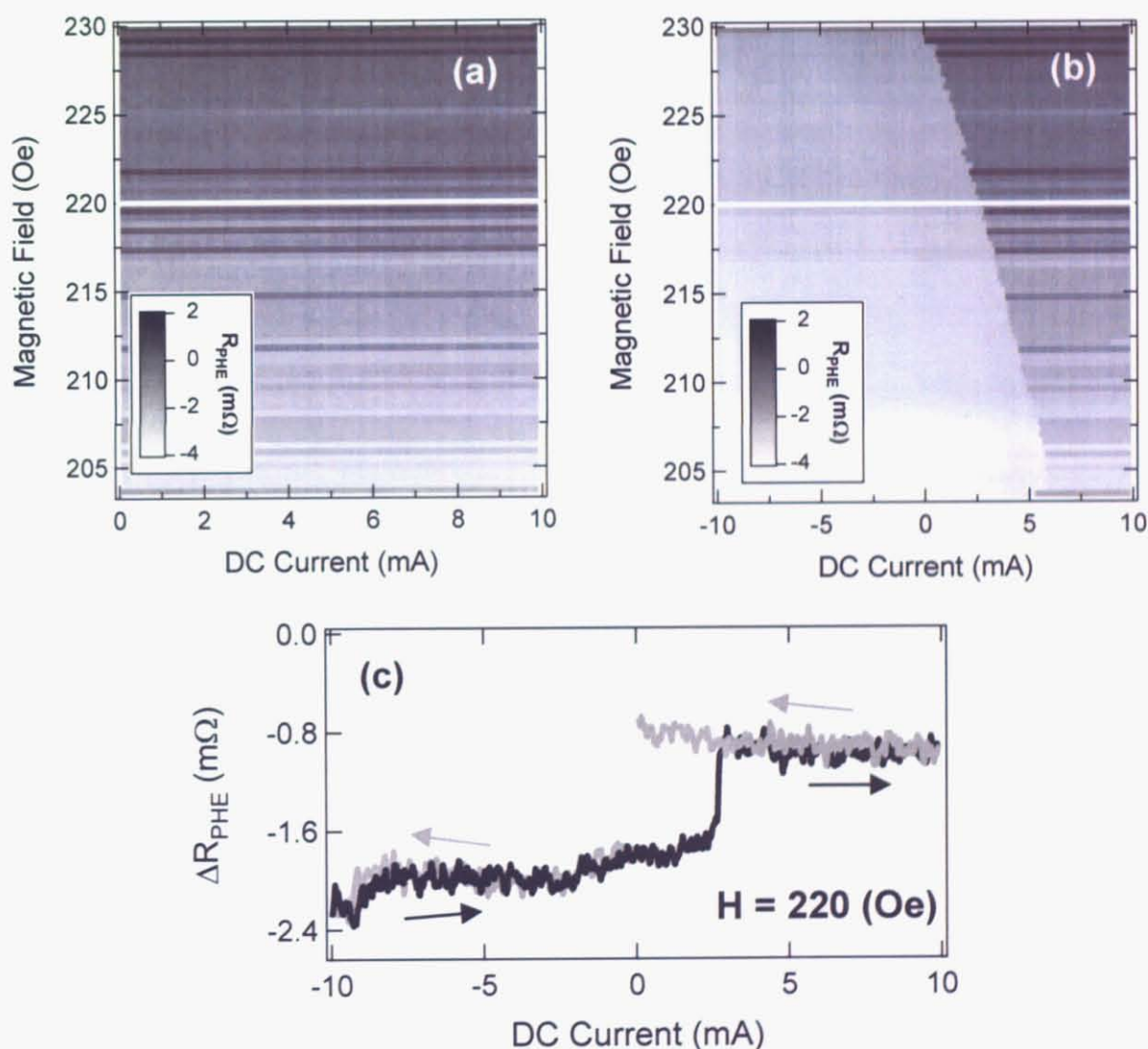


Fig. 3.7(a)~(c) 固定磁場を渦消失する寸前にまで印加し、電流掃引方向を $0\text{ mA} \rightarrow -10\text{ mA} \rightarrow +10\text{ mA}$ とした場合の R_{PHE} 変化

3.3 自由度制御下での単一強磁性体円盤における電流駆動

3.1 に述べたように、理論的には、スピントルクによる磁気渦の移動方向は上記のような電流方向と渦中心部のポラリティの両方に依存すると予測されている。しかし、3.2.2 の測定結果からは、前者の方向依存性は示されているものの、後者の依存性については明らかにされていない。そこで、本測定では磁気渦構造の自由度、ポラリティとカイラリティを制御した状態下での、電流駆動による渦の移動方向を調べることを目的とした。

3.3.1 実験方法

試料は Fig. 3.8 に示したように、端を切り取ることで対称性を崩した Py 円盤(直径 $2\text{ }\mu\text{m}$ 、厚さ 40 nm)に、Cu(厚さ 80 nm)の四端子を取り付けたものを作製した。円盤の形状を変えた理由は、後に詳述するように、円盤内のカイラリティを制御するためである。また、形状を悪くすることにより渦構造が不安定となるため、円盤の厚さを 3.3.1 での 30 nm から 40 nm に増やすことで、磁気渦構造の安定性を得た。

また、試料作製にあたり、Py 円盤の電子線描画の際には、ラスタースキャン法を使用した。一方、本測定以外の試料作製にはすべて、ラスタースキャン法とは異なるベクタースキャン法を用いている。

ベクタースキャン法とは、描画すべき領域のみをスキャンし、一筆書きで描画する方法であり、その設計にはソフト Auto CAD を用いる。一方、ラスタースキャン法は描画しない領域でも一通り全面をスキャンし描画する方法であり、設計には *illustrator* などの描画ソフトを用いる。ラスタースキャン法は、スキャン時間に膨大な時間がかかるというデメリットがある反面、前者よりもさまざまな形状の設計をすることが可能であり、本測定における、Py の特殊な形状を描画するのには適した方法である。また、この描画方法にはレジスト ZEP-520A を用いた。ZEP-520A と(通常使用する)PMMA はともに高解像度であり、数 10 nm 単位の構造形成が可能であるが、ZEP-520A は PMMA よりも比較的電子ビームのドーズ量が少量で済むというメリットをもつため、ラスタースキャン法での、全面をスキャンにすることによる描画時間の膨大化の問題を和らげることができる。しかしながら、ZEP-520A はエッチング耐性が強いいため、次の Cu パターンの蒸着前には十分に Ar_2 ミリングを行い、Py 表面に残留したレジストを除去しなければ試料の導電性が得られないので、その点については十分注意をすること。

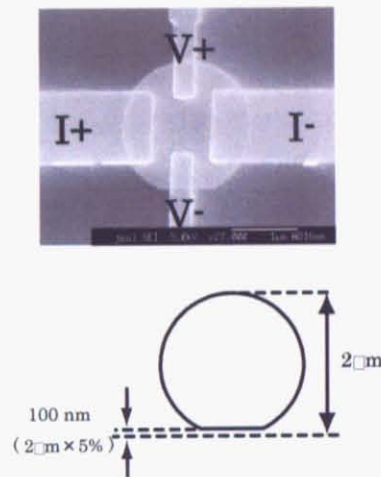


Fig. 3.8 自由度制御の為に円盤に非対称性を持たせた作製試料

3.3.1 実験結果および解析

作製試料のプレーナーホール抵抗 R_{PHE} の外部磁場応答の測定結果を Fig. 3.9 に示す。磁場の印加方向が負から正への場合に着目すると、作製試料は、

- (1) $H < -30$ (Oe)までは負に飽和した状態
- (2) $H = -30$ (Oe)において磁気渦生成による抵抗の不連続な増加が生じる
- (3) -30 (Oe) $< H < 280$ (Oe)間で、磁気渦は円盤中を移動してゆき
- (4) $H = 280$ (Oe)において磁気渦消滅により抵抗が不連続な増加し、正方向へと飽和する

という磁化過程をとる、つまり磁気渦構造を持つということがわかる。また、低磁場領域を拡大すると(Fig. 3.9(b)(c))、3.2.2 の測定結果と同様に、

$$R_{PHE} \propto H$$

の関係を持つことがわかる。

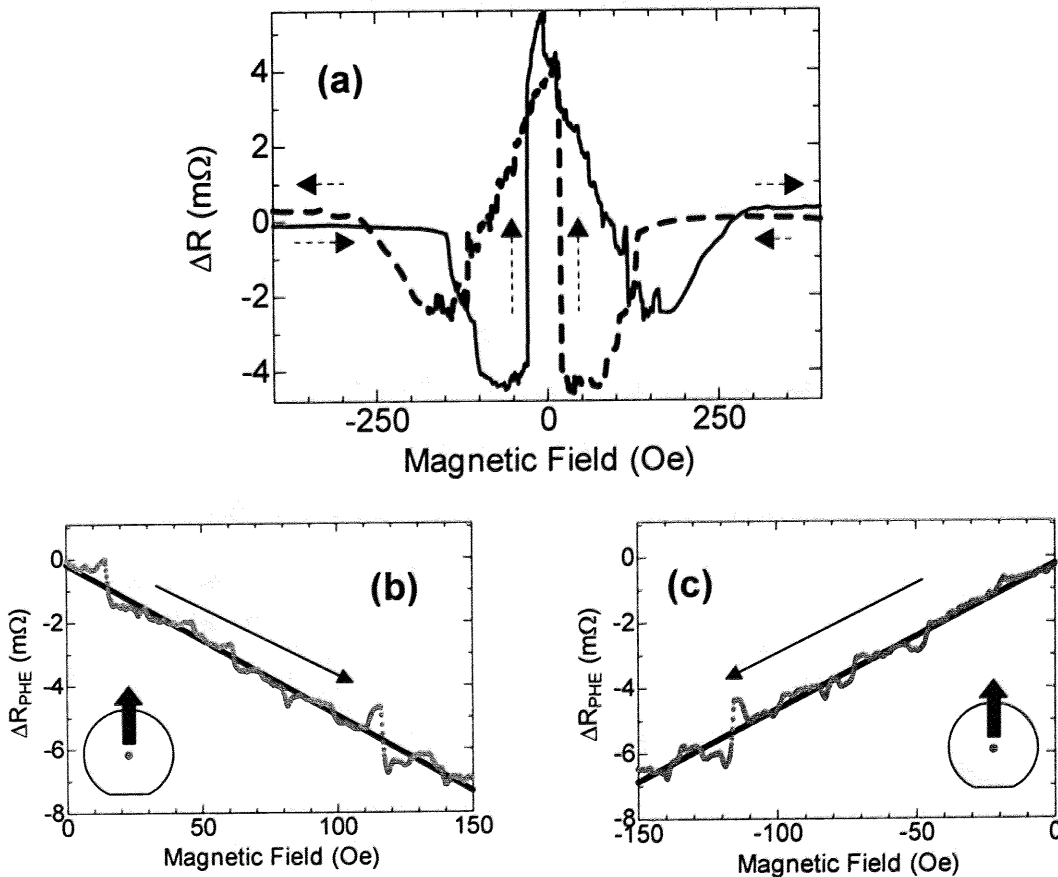


Fig. 3.9 (a)磁場を電流方向と平行 $\theta = 0$ に印加した場合の R_{PHE} の変化
(b),(c)それぞれの印加方向における低磁場付近の測定結果を拡大した図

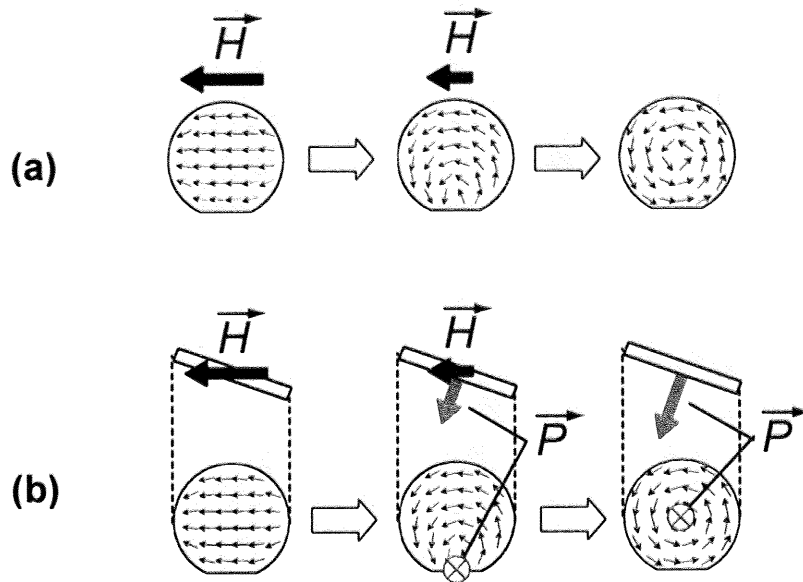


Fig. 3.10 磁気渦構造における (a)カイラリティと(b)ポラリティ制御法の概略図

次に、磁気渦構造を持つこの作製試料での自由の制御法について説明する。まず渦の旋回方向を決定するカイラリティの制御方法は論文[3]を参考にして、円盤の端を切り取り、非対称性をもたせた形状を作製した。Fig.3.10(a)にあるように、外部磁場を負に飽和させた状態から徐々に弱めて行くことで、その非対称性から渦は切り取られた側から生成するため、反時計回りのカイラリティを得る。同様の考え方から、初期状態を正に飽和させると磁場を弱めると、時計回りのカイラリティを得る。このように、初期の飽和状態を負、あるいは正の状態から弱めることにより、所望のカイラリティを得ることができる。また、この制御状態と測定結果 Fig. 3.9(b)(c)との比較により、円盤に対する渦の移動方向と抵抗の増減が一對一に対応することがわかる。Fig. 3.9(b)(c)では、上記の理由からカイラリティは制御されているので、どちらの印加方向であっても渦は切り取られた側から生成し、反対側から消滅している。一方、 R_{PHE} はどちらの印加方向に対しても、印加方向に沿って増加している。つまり、「渦が切り取られた側から反対側へとシフトする= R_{PHE} が増加する」という一意的な相関性を持つことがわかる。

一方、ポラリティの制御については、これもすでに報告されている論文[4]を参考とした。論文[4]では、円盤の面に対して垂直に磁場を印加させることにより、ポラリティの磁化反転を行っている。渦構造が既に生成されている状態では、反転磁場は+1000Oeと本測定の磁場領域と比較して大きな磁場が必要であるが、Fig. 3.10(b)のように、飽和状態した状態から面内に垂直な外部磁場成分に印加させ、徐々に弱めることにより、小さな磁場での制御が可能となる。

つまり、既に円盤に非対称性を持たせることによりカイラリティの制御が、また、試料の面内に対して垂直な磁場成分を印加させることによりポラリティの制御が可能となる。

そこで、上記の制御法をもちいて磁気渦構造の自由度を特定し、スピントルクの効果を測定した結果を

Fig. 3.11 に示す。グラフ中の実線は、

(1)負に飽和した状態から磁場を弱めて渦を生成させた後、

(2)渦が円盤の中心にある状態で、直流電流を流し R_{PHE} を測定

した結果を示している(ジュール熱による項は既に取り除いてある)。過程(1)により磁気渦構造の自由度は特定され、カイラリティは反時計回りに、ポラリティは面に対し下向きに制御されている。この状態で直流電流を流すと、渦の移動に伴う R_{PHE} の線型な単調増加が観測された。また、カイラリティ制御法の箇所でも触れたように、この作製試料における「渦が切り取られた側から反対側へ移動する $=R_{PHE}$ が増加する」という一意的な関係がある。これらの抵抗の単調増加と、渦の移動方向における一意的な関係を考慮すれば、本測定では磁気渦が円盤の中心から、円盤の切り取られた側へと移動していることがわかる。一方、破線は磁場方向を正に飽和させた状態を初期状態としており、渦のポラリティは反転して上向きとなる。上記と同様の議論から、この場合渦は円盤の中心から、切り取られて'いない'側へと移動していることがわかる。

以上の測定から、ポラリティの反転により、渦の移動方向も逆転することが明らかとなった。つまり、3.2の電流方向依存性に加えて、渦の移動方向に対するポラリティの依存性も明らかとなった。

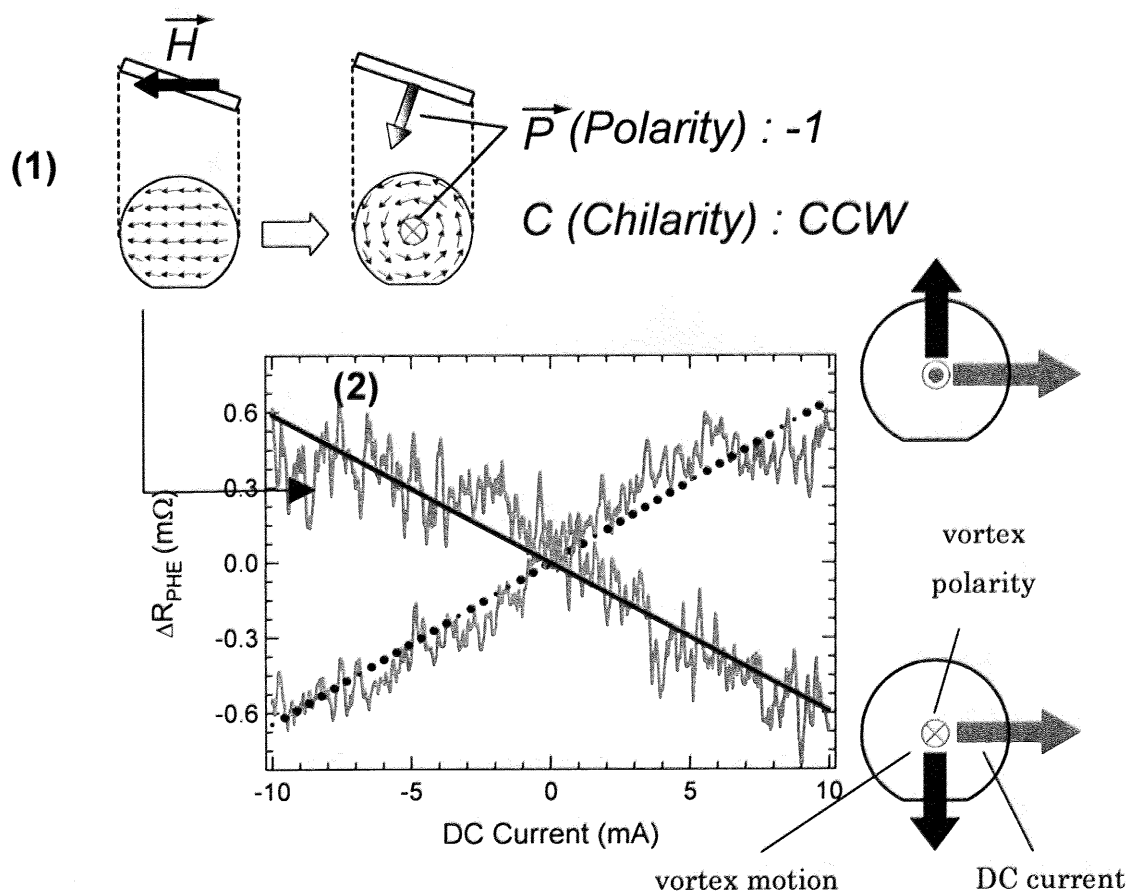


Fig. 3.11 自由度を制御した状態下での、直流電流掃引による R_{PHE} の変化

3.4 連結強磁性体円盤の静磁氣的相互作用

磁気渦構造では、渦の移動や消失等によって円盤側面に磁荷が現れ、磁気双極子を構成する。つまり、2つの磁気渦構造を持つ強磁性体円盤を近接的に連結させれば、これらの円盤内の磁気渦構造が変化すると、上記のような磁気双極子による静磁氣的相互作用が働くことがわかる。

さらに、静磁氣的相互作用に加えて、さらにスピントルクの効果を用いることで、以下のような磁区構造の変化や制御が期待される。まず、左側の2端子には直流電流を掃引することで、スピントルクによる磁気渦の移動が起こす。すると、それに伴い円盤の側面に磁荷が生じ、静磁氣的相互作用が右側の円盤に作用し、右側の円盤にも磁区構造の変化が生じることが期待される。そこで本測定では、静磁氣的相互作用を用いた、スピントルクによる間接的な磁区構造の変化を調べるのが本測定の目的とする。

3.4.1 実験方法

試料は直径 $2\mu\text{m}$ のパーマロイ円盤を数種類の近接距離をとって連結し、それぞれの左側の円盤に2つのCu端子を、右側の円盤にはCu四端子を取り付けたものを作製した。左側の二端子は、直流電流の掃引および磁気抵抗効果の測定のために取り付けた。一方、右側の四端子は、3.3.1や3.3.2と同様、磁区構造の変化に伴う R_{PHE} を測定するために取り付けてある。そのSEM像をFig. 3.12に示す。

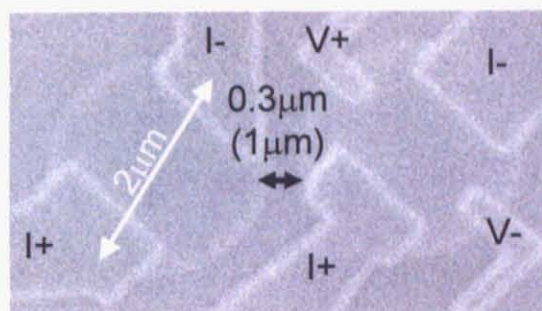


Fig. 3.12 強磁性体円盤を近接させた試料のSEM像。左側には電流掃引用の2端子を、右側には R_{PHE} 測定のための4端子を取り付けてある

3.4.1 実験結果および解析

まずは、直流電流を掃引せずに、右側の円盤における外部磁場応答を R_{PHE} の測定により調べた。外部磁場は、円盤の連結方向に対して直角の方向に印加している。Fig. 3.13はその外部磁場応答の結果である。この曲線により、本測定の作製試料もまた磁気渦構造を持つことがわかる。また、測定結果からは単純に判断できないが、OOMMFによるシミュレーションを行ったところ、渦は互いに離れた側から生成することがわかった。これは以下のように説明される。渦の生成直前では円盤内の磁化はC型の分布を取るため、Cの開いた側のほうが、閉じた側よりも多くの磁化が生ずる。つまり、模式図のように、連結円盤では互いに離れた側から渦が生成した方が、磁化過程はエネルギーの観点から安定であるとわかる。

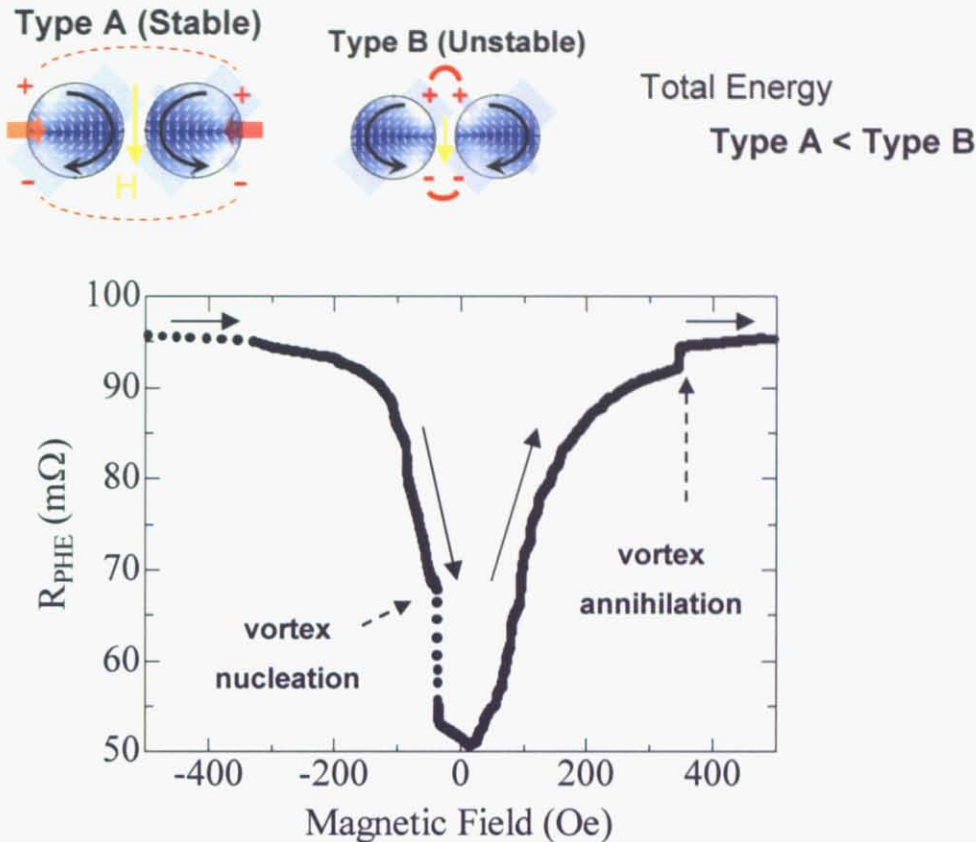


Fig. 3.13 磁場を電流方向に対し $\theta=45^\circ$ の方向へ印加し、連結円盤における左側円盤の R_{PHE} を測定した結果

以上の考察から外部磁場による作製試料の磁化過程を明らかとなった。そこで、次は固定磁場下におけるスピントルクを用いた静磁氣的相互作用の効果を調べた。しかし、当初の予測に反して、右側の円盤には静磁氣的相互作用に起因した抵抗の変化は観測されなかった。この理由は、以下のように考えることができる。零磁場下においては、磁気渦は円盤の中心に存在するため、そこから渦が多少移動したとしても、表面に生じる磁荷は無視できるほど小さい。さらに、スピントルクによる磁気渦の移動距離もせいぜい数10 nmの程度であるから、結局零磁場下ではスピントルクによる静磁氣的相互作用が生じなかったものと考えられる。

そこで、固定磁場を零磁場から渦消滅磁場のおよそ半分に固定し、零磁場下と同様の測定を行った結果をFig. 3.14に示す。この固定磁場領域はかなり大きいので正確な分析ではないが、低磁場領域と同様に「(渦の移動距離) \propto (外部磁場)」であると大まかに仮定すると、この固定磁場下では、渦は Fig. 3.12のように、円盤の中心と端の中間にいる状態であると考えられる。この測定では、静磁氣的相互作用の距離依存性を見るために、円盤間の距離が $d=0.3\mu\text{m}$ と $d=1\mu\text{m}$ の2つの試料について行った。 $d=0.3\mu\text{m}$ では、静磁氣的相互作用による渦の移動に起因した、抵抗の線形な変化が観測された。一方、静磁氣的相互作用が無視できる程度小さくなる $d=1\mu\text{m}$ の試料では、抵抗の変化はみられなかった。零磁場では渦の移動が見られなかったのに対し、この固定磁場ではそれが観測された理由は、零磁場下よりも、磁

気渦の移動に伴い生じる磁荷の量が増加するためであると考えられる。また、渦の零磁場下よりも形状が歪んでいるため、渦近傍における磁化の空間的变化が増大するため、高効率のスピントルクの効果が作用していることも考えられる。

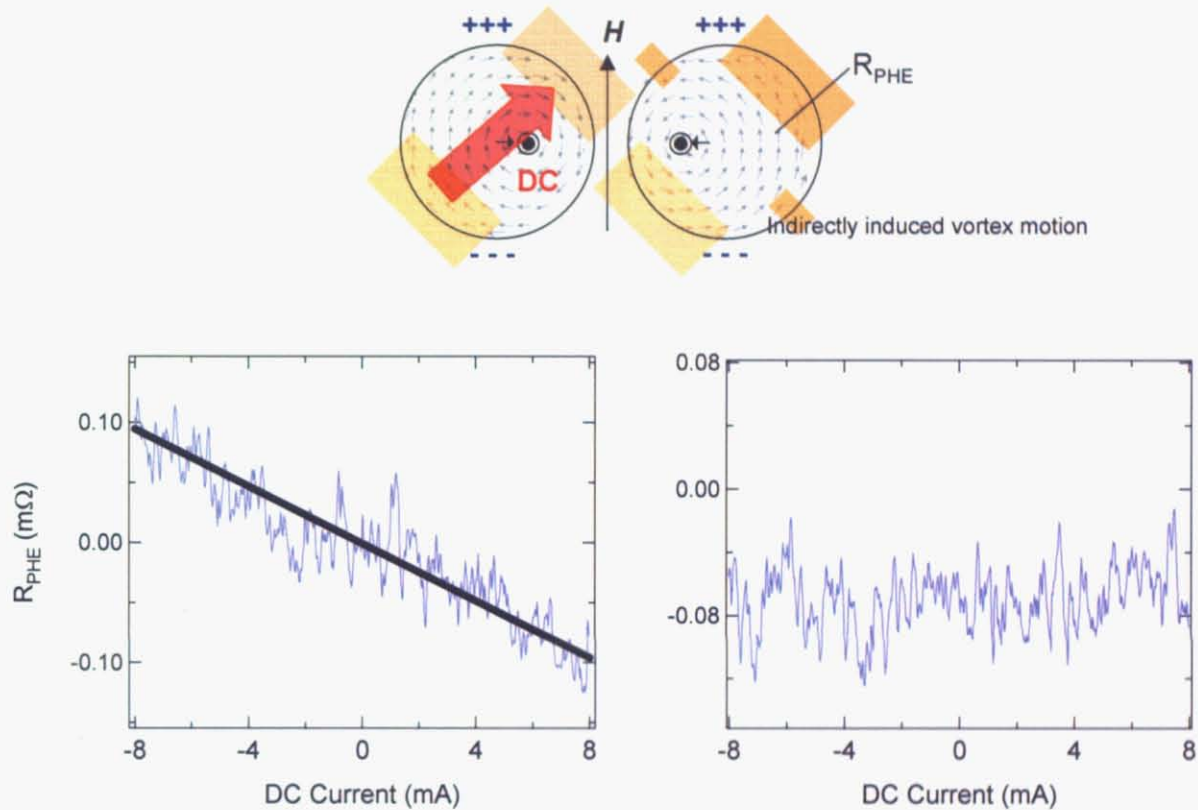


Fig. 3.14 渦消失磁場の半分の固定磁場を印加し、電流掃引による右側円盤の R_{PHE} の変化

次に、固定磁場を渦消滅磁場の寸前に固定し、右側の円盤の磁気抵抗効果 R_{MR} および左側の円盤の R_{PHE} を測定した結果を Fig.3.15 に示す。この固定磁場下では、負に飽和した状態から、先述のような磁化過程を取っているため、磁気渦が互いに接近した状態であると考えられる。これらの結果から、右側の円盤における R_{MR} と左側の円盤の R_{PHE} の両方に、磁気渦の消失に対応した抵抗の増加が観測されている。また、電流の掃引方向と磁場消失に必要とされる直流電流の大きさを考慮すると、まず右側の円盤に渦の消滅が起こり、すぐ後に左側の円盤で渦消滅が生じていることがわかる。しかし、直感的に考えると、消失の順序が逆で、左側の円盤でスピントルクによる渦消失が生じた後に、静磁的な相互作用によって右側の円盤で渦消滅が起こると考えられる。しかし、測定結果から解釈すると、実際には右側の円盤の連結付近に生じた磁荷による反磁界の影響が左側の円盤に先に及んだために、渦消失の順が予測とは逆になったものと思われる。

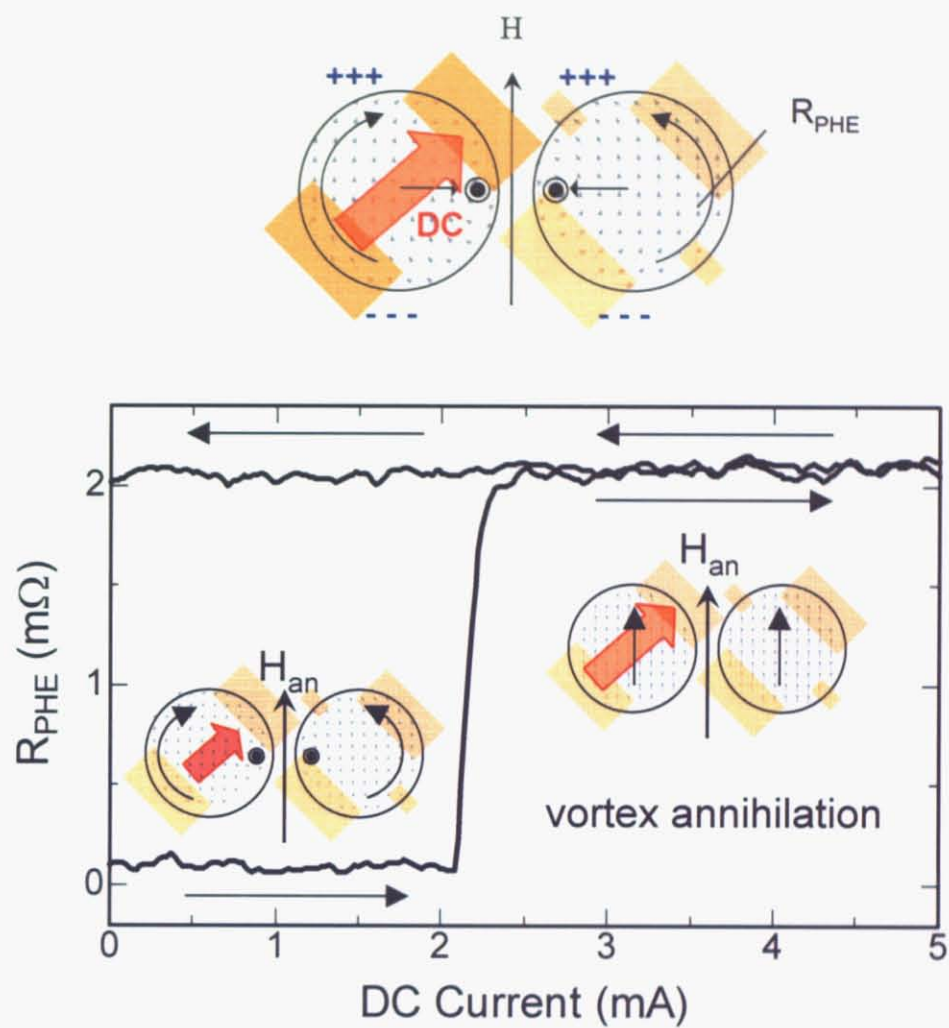


Fig. 3.15 渦消失磁場寸前に磁場を固定した状態での、電流掃引による右側円盤の R_{PHE} の変化

3.5 小括

●磁気渦構造を持つ強磁性円盤に直流電流を掃引し、スピントランスファー効果に起因した渦の移動を測定結果により算出した。この算出結果は理論的に予測値と定量的に一致することを示した。また渦消失磁場より僅かに小さな固定磁場を印加し、直流電流の掃引による効果を調べ、電流誘起による渦消失を観測した。掃引方向を逆にした測定も行い、この渦消失は電流への方向依存性を持つことも実験的に示した[4]。

●磁気渦構造の2つの自由度である、カイラリティとポラリティの制御下におけるスピントランスファー効果を調べた。カイラリティの制御は強磁性円盤の形状に非対称性を持たせ、またポラリティの制御は試料面に対し垂直な成分の外部磁場を印加させることにより行っている。その結果、磁気渦構造に作用するスピントランスファー効果は上記の電流の方向依存性だけでなく、ポラリティへの依存性を持つことも明らかにした。これは、理論的予言と定性的に一致する。

●磁気渦構造を持った強磁性円盤を連結させ、静磁氣的相互作用を利用した間接的な磁区構造の変化を調べ、静磁氣的相互作用による渦の移動と消失の観測に成功した。

参考文献

- [1] J. Shibata et al., Phys. Rev. B **73**, 020403(R) (2006)
- [2] M. Schneider et al., Appl. Phys. Lett. **79**, 19 (2001)
- [3] T. Okuno et al., J. Magn. Magn. Mat. **240** 1-6 (2002).
- [4] T. Ishida et al., Phys. Rev. B. **74**, 014424 (2006)

第4章 まとめ

4.1 本研究の総括

本研究では、強磁性円盤の磁気渦構造におけるスピントランスファー効果の影響を、電気伝導測定を用いて詳細に研究した。

まず、孤立したマイクロスケールの単一強磁性円盤の磁化過程について、非磁性四端子電極を用いたプレーナーホール抵抗による検出を試みた。その結果、プレーナーホール抵抗の外部磁場依存性は、同試料に対するマイクロカー効果顕微鏡を用いた磁化曲線から推測される磁化過程でよく理解される。また、差分法によるポアソン方程式とマイクロマグネティクスの数値計算により、定量的にプレーナーホール抵抗の磁場依存性を再現できることを示した。すなわち、この測定手法が磁気渦構造の変化を検出する上で非常に有効な手段であることを明らかにした。

一方、交流磁場による動的磁化過程については、ネットワークアナライザを用いた高周波電気信号測定を行った。GaAs 基板におけるコプラナーライン素子の最適化を行い、インピーダンスの周波数特性からPy 薄膜の強磁性共鳴の観測に成功し、測定手法の有効性を確認した。次に、磁気渦構造を持つ強磁性円盤をコプラナーライン上に配列した構造においても同様のインピーダンス測定により、交流磁場により誘起された渦の共鳴現象と考えられる信号の観測に成功した。しかし、この手法では多数の円盤の特性が平均化されてしまい、また試料の設計上スピントルクによる影響を調べることも出来ない。そこで、コプラナーラインを用いて高周波磁場を発生させ、プレーナーホール抵抗を静的に測定する手法を提案、実証し、単一強磁性円盤の強磁性共鳴の検出に成功した。

次に、本研究の主目的である、磁気渦構造におけるスピントランスファー効果の影響を調べた。まず、磁気渦構造を持つ強磁性円盤に直流電流を流すことでスピントランスファー効果を発生させ、その影響をプレーナーホール抵抗の測定により調べた。その結果、理論的予測どおり、渦は電流に対して垂直方向に運動し、その振幅が電流に比例することを示した。そして、得られた渦の移動量と電流密度の関係について、理論的予測との定量的な一致を得た。また、バイアス磁場を印加し渦をあらかじめ中心より移動させておけば、直流電流による磁気渦の消失が可能であることを実験的に示した。さらに、非対称磁気円盤を作製し、カイラリティを制御した磁気渦構造を用いて同様の実験を行い、理論的に予言されていたボラリティ反転による電流誘起渦移動方向の逆転関係も実験的に示した。最後に、磁気渦構造を持つ2つの連結強磁性円盤において、片方の磁気渦をスピントランスファー効果により移動させた場合の、もう一方の磁気渦の運動を調べた。その結果、運動の伝播効率は距離の増加とともに減少し、静磁氣的相互作用による渦の移動と消失が可能であることを明らかにした。

4.2 今後の課題

本研究では主にスピントランスファー効果による、静的な磁気渦構造の変化を明らかにしてきた。しかしながら、本研究の段階では同効果による動的な磁化過程と推測される現象もいくつか観測されている。未だ詳細な解析には至っていないが、最後にそれらについて纏める。

Fig 4.1 は単一強磁性円盤において(実験 3.2 で用いた試料とは設計はまったく同型であるが異なるサンプルを用いている)、 $\theta=45^\circ$ 方向に渦生成寸前の磁場領域に固定磁場を印加した状態下での、直流電流掃引による R_{PHE} の変化を示したものである。この結果から渦消失寸前での磁場領域において R_{PHE} のピーク構造が観測されており、固定磁場が強まるにつれてピークの生じる電流の値が線型にシフトしていることがわかる。このようなピーク構造は試料の設計はまったく異なるものの、過去の研究において類似した結果が観測されており[1]、それらはスピントルク誘起によるスピン波励起であると解釈されている。また交流磁場励起ではあるものの、類似したピーク構造は 2.5 における強磁性共鳴に対応したものが観測されている。

Fig 4.1 のピーク構造もまた[1]と同様に電流誘起のスピン波励起であるとすれば、高周波特性を調べることで同現象の共振周波数が観測されるはずである。たとえば、磁気渦構造を持つ消失磁場寸前で、スピントルクにより(3.1)式の右辺第 3 項のジャイロ力および第 4 項のスピントルクが互いにキャンセルしているような現象であるとすれば、2.3 のように数百 MHz の、円盤のアスペクト比に比例する共振周波数が得られるはずである。それらの解析は 2.5 での、 R_{PHE} を用いた高周波測定の手法が高感度であり有効であると思われる。

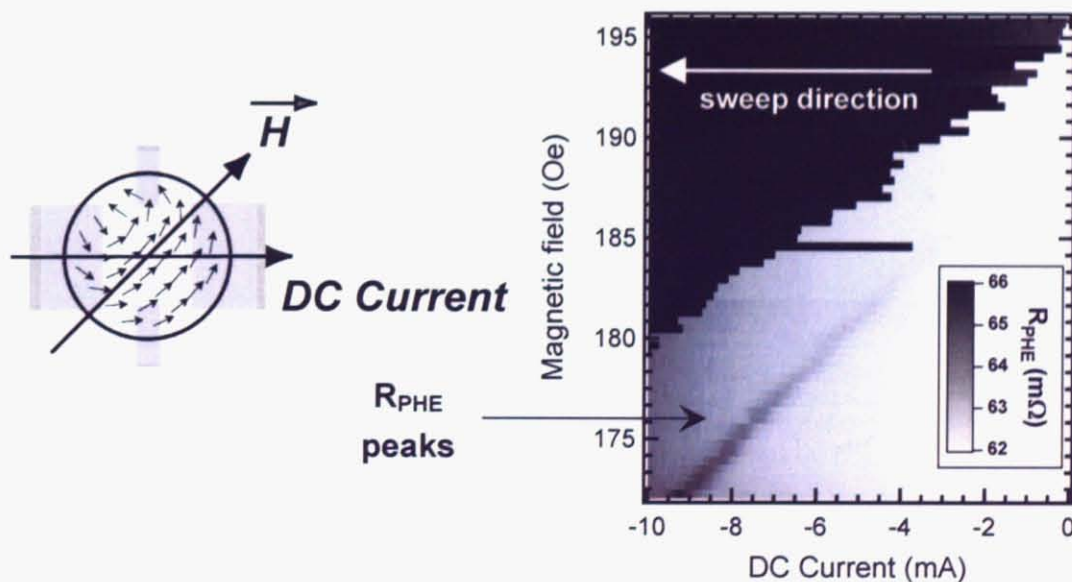


Fig. 4.1 渦消失寸前に観測された、直流電流掃引による R_{PHE} のピーク構造

参考文献

[1] T. Y. Chen, Y. Ji et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 026601 (2004)

謝辞

本研究を二年間ご指導下さった、東京大学大学院 新領域創生科学研究科 教授 大谷義近 先生に心から感謝いたします。私がつまらない間違いや勘違いをした際にも、いつも温かい御指導をいただきました。また、実験でのいかなる些細な進展についても、いつも入念に検討や助言をしてくださり、方向性を見失うこともなく、快適な研究生生活を送ることが出来ました。国内での学会発表や国際学会、物性研内でのセミナーなど、沢山の研究成果の発表をする機会もいただき、己の研究成果を外部の方々に知ってもらい、意見や助言をしていただけることの喜びを実感いたしました。

大谷研究室 助手 木村崇 先生には実験作業等、研究過程の全てにわたって御指導いただきました。あらゆる作業の遅い私に、いつも辛抱強く指導してくださいました。試料作製やデータ解析などに躓いたとき、いつも迅速に的確な助言をいただきました。また、ご自身の身をもって、実験研究者としてのあるべき姿を示してくださいました。一時的に無気力な状態に陥ってしまった時期などもありましたが、そのお姿を見て、実験に対する心構えや楽しさを学ばせていただきました。

大谷先生がチームリーダーを兼任しておられる 理化学研究所 単量子操作グループ 量子ナノ磁性チーム の研究員の方々にも大変お世話になりました。私の力量が伴わず、進行状況に対していかに稚拙な発表をしても、いつもかならず温かい意見や助言をいただきました。特に、同グループ 柴田絢也 博士には、本研究に対して貴重な理論計算結果を提供していただきました。心から感謝いたします。

試料作製にあたり、物性研究所 ナノスケール物性研究部門 教授 家泰弘先生、同部門 教授勝本信吾 先生には、電子線描画装置および電子顕微鏡を頻繁に使用させていただきました。また、両研究室の学生の方々には、作業途中のいくつかのトラブルに親身に相談に乗っていただきました。書類申請などの事務手続きでは、同部門 秘書 川村順子さんに大変お世話になりました。

大谷研究室 リサーチフェロー Vila Laurant 博士、また後輩の佐藤 孝哉君、正木 博明君に感謝いたします。Vilaさんは語学の苦手な私に対しても、いつも気さくに接してくれ、学会発表でのスライドについてアドバイスしていただきました。佐藤君は主に試料作製について、正木君はシミュレーションの面で助力してくれました。

沢山の方々の助力のおかげで、本研究を楽しく遂行することが出来ました。皆さんと出会えたこの2年間は、私にとって特別な時間であり、本当に楽しいものでした。最後になりましたが、皆さんがこれから益々のご活躍をなさることを願っております。

研究業績

学術論文

1. Toshiki. Ishida, Takashi. Kimura, Yoshichika. Otani: Current-induced vortex displacement and annihilation in a single permalloy disk, Phys. Rev. B. **74**, 014424 (2006)

国内会議

1. 石田 俊樹, 木村 崇, 大谷義近, スピン偏極電流バイアス下での磁気円盤磁化過程, 日本物理学会, 2005. 9
2. 石田 俊樹, 木村 崇, 大谷義近, スピン偏極電流による連結磁気円盤の磁区構造制御, 日本物理学会, 2006. 3
3. 石田 俊樹, 木村 崇, 大谷義近, ジャイロベクトルを制御した磁気渦構造におけるスピントルク, 日本物理学会, 2006. 9
4. 石田 俊樹, 木村 崇, 大谷義近, プレーナーホール効果を用いたスピントランスファー誘起磁気渦運動の観測, 日本物理学会, 2007. 3

国際会議

1. Toshiki. Ishida, Takashi. Kimura, Yoshichika. Otani: Spin-current induced vortex displacement and annihilation in micro-scale Permalloy disk, The 17th International Conference on Magnetism, 2006. 8
2. Toshiki. Ishida, Takashi. Kimura, Yoshichika. Otani: Control of magnetization structure of concatenate micro-scale magnetic disks under spin current injection, The 19th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, 2006. 8