

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25年度

修士論文

静磁結合した磁気渦対の
集団励起と相対位相の関係

2014 年1 月27 日提出

指導教員: 大谷義近教授

47-116047: 藤森 啓晃

平成二十四年度修士論文

静磁結合した磁気渦対の集団励起と相対位相の関係

藤森 啓晃

目次

第1章 序論

1.1. はじめに	1
-----------	---

第2章 研究背景

2.1. 微細加工した磁化構造	2
2.2. スピンダイナミクス	3
2.2.1 磁化ダイナミクスの記述	3
2.2.2 強磁性体の磁気共鳴	5
2.2.3 スピントランスファー・トルク	6
2.3. 磁気渦構造	8
2.3.1 磁気渦構造の安定化	8
2.3.2 磁気渦のダイナミクス	10
2.3.3 磁気渦対の静磁結合	12
2.4. 研究目的	15

第3章 実験方法

3.1. 試料作製	16
3.1.1 リフトオフ法	16
3.1.2 露光	17
3.1.3 真空蒸着	18
3.2. 測定方法	19
3.2.1 ホモダイン測定	19
3.3. 数値計算	21

第4章 静磁結合した磁気渦対の位相観測

4.1. 測定試料	23
4.2. 測定回路	23
4.3. 実験結果	24
4.3.1 静磁結合に伴う磁気渦励起の観測	24
4.3.2 磁気渦の一斉励起による位相モードの選択	25
4.3.3 DC スペクトルの数値的解析	27
4.3.4 片側励起と一斉励起における Δ 依存性	29

第5章 まとめ

5.1 研究総括	35
----------	----

5.2 今後の展望	36
-----------------	----

参考引用文献

謝辞

第一章

序論

1.1. はじめに

電子は電荷とスピンという 2 つの性質を持つ。このうち、電荷の制御を目的としたエレクトロニクスと呼ばれる研究分野は、半導体産業を中心に今日の我々の科学を支えている。一方、スピンは物質の磁性の起源とされており、磁性、磁気工学分野で盛んな研究が行われ、それぞれが別々の分野で発展を遂げてきた。しかし、1988 年の A. Fert と P. Grünberg がそれぞれ独立に、非磁性金属と強磁性体の積層構造において巨大磁気抵抗効果(GMR)を発見する^{1,2}ことによって、大きな転機を迎える。GMR は積層周期が電子の平均自由行程よりも十分短い場合に起こる。この時、強磁性体を通過した電子は強磁性体層のスピン情報を保持したまま、次の強磁性体層に流れるが、非磁性体層と強磁性体層の界面にスピンに依存した電子散乱が起こる。彼らは強磁性体の向きを変えることによって 50% の抵抗変化を観測した。これは当時、ハードディスク等の読み取りヘッドに使用されていた異方性磁気抵抗効果(AMR)の場合が高々数%であったことを考慮すると、飛躍的な進歩である。結果として GMR の発見は、ハードディスク等の記録密度を格段に上げることを可能にした³。このように、電子の電荷とスピンは重要な関係を持つことが明らかになり、以降、それらを積極的に用いることで、エレクトロニクスでは成し得ない新規性を作り出そうという動きが活発になってきている。このようなスピンと電荷の双方を活用した研究分野はスピントロニクスと呼ばれる。

第二章

研究背景

この章では、強磁性体における磁化構造の決定、およびそのダイナミクスについて説明し、研究対象である磁気渦構造について説明する。

2.1 微細加工した磁化構造

鉄 Fe やコバルト Co に代表される強磁性体は、 $1 \sim 10^4$ と極めて大きい比磁化率 χ_e を持つことから、マクロスケールの物質全体が、複数個の小磁石である磁区(Magnetic domain)の集合により構成されているとって差し支えない。ここでは、如何にして磁区構造が決定するかについて、磁化配列、及び結晶構造の歪みによる静的なエネルギーに注目して議論を進める。主要な効果として、静磁エネルギー、交換エネルギー、磁気異方性エネルギーが挙げられる。以下、磁化配列 $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z) = M_s(\alpha, \beta, \gamma)$ と書く。静磁エネルギーは、強磁性体表面に現れる磁極による自己エネルギー E_s と、外部磁場 H_{ext} との Zeeman エネルギー E_h に分割して取り扱う。

$$E_s = - \int d^3r \frac{1}{2} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} \quad (2.1)$$

$$E_h = - \int d^3r \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M} \quad (2.2)$$

ここで反磁場 \mathbf{H}_d は、磁位 φ を用いて、

$$\mathbf{H}_d = -\nabla\varphi \quad (2.3)$$

と表せる。これは Laplace 方程式を満たし、強磁性体内においては

$$\nabla^2\varphi = 4\pi\nabla\mathbf{M} \quad (2.4)$$

となる。一方、強磁性体の外側では、

$$\nabla^2\varphi = 0 \quad (2.5)$$

であるため、境界条件として以下が成立する。

$$-\frac{d\varphi}{dz} + 4\pi M_s \gamma = \frac{d\varphi}{dz} \quad (2.6)$$

式(2.6)により、反磁場 \mathbf{H}_d を決定することができる。次に、2つのスピン $\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_j$ に働く交換相互作用 ε_{ex} は、

$$\varepsilon_{\text{ex}} = -2J\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2.7)$$

と表せる。これを全空間に拡張して、

$$E_{\text{ex}} = A \int d^3\mathbf{r} (\nabla \mathbf{M})^2 \quad (2.8)$$

を得る。但し交換定数 J に対し、 A は交換スティフネス係数を表す。通常の強磁性体では、隣接スピンの同方向揃うため、 $J > 0$ となる。最後に、磁気異方性エネルギーとして容易軸 y 方向とした一磁区異方性エネルギー E_u と、立方晶エネルギー E_c を記す。

$$\begin{aligned} E_u &= \int d^3\mathbf{r} (K_{u1}(1 - \beta) + K_{u2}(1 - \beta^2)^2 + \dots) \\ E_c &= \int d^3\mathbf{r} [K_{c1}(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \alpha^2\gamma^2) + K_{c2}\alpha^2\beta^2\gamma^2] + \dots \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、 K は磁気異方性定数である。異方性の効果として、他に磁歪が挙げられる。張力 σ に対して、一般化した形で書くと、

$$E_\sigma = \frac{1}{2} \lambda \sigma \quad (2.10)$$

となる。例として多結晶の場合では、磁化 M と歪み角度 θ として、

$$E_\sigma = \frac{3}{4} \lambda_s \sigma (\cos^2 \theta - \frac{1}{3}) \quad (2.11)$$

表せる。通常の Fe 単体などでは、 $K_{c1} \gg \lambda_s \sigma$ であり、大きな問題にならないが、Fe と Ni の合金でパーマロイ (Py; $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) などの異方性が極めて弱い強磁性体では、無視できない効果となる。主要な要素のみを取り出しても、具体的な形状に対し、磁化の発現は多様である。例えば薄膜構造においては、面直方向の反磁場係数が 0、面内方向が 1 であるため、面内に寝た磁化が好ましい。しかし、Co などの面直方向に一軸容易性を持つ場合では、厚さに依存して、面直方向に磁化が立つ可能性がある。この場合でも、面直な軸構造が交互に配列するか、あるいは三角磁区構造を作り、磁極の出現を抑え、静磁エネルギーを低下させるかに分けられる。実際の系では、平衡時のエネルギーだけではなく、磁化過程も磁化配列の決定に支配的な要因となるため、更に複雑化する。本研究では、専ら異方性の弱い Py を使用するため、サブミクロンスケールでの E_s と E_{ex} の台頭が問題になる。

2.2 スピンダイナミクス

マクロスケールでの磁化過程は、動的応答を議論する必要が殆ど無い。これは系の散逸が強大であるため、磁化の運動が直ちに減衰することと、磁化の共鳴周波数が MHz 以上の高周波領域に存在するため、静磁場ないし低周波磁場では問題とされないためである。しかし、この後に見るようにミクロスケールにおける磁化過程の動的応答は現在に至るまで活発に研究が行われている。

2.2.1 磁化ダイナミクスの記述

電子軌道を古典的な円周運動で記述する。半径 r の円周上を電子 $-e$ が回転している場合、円電流 i が生じる。この時の軌道角運動量 L は、周波数 f 、運動量 p 、電子質量 m_e に対し、

$$L = rp = r(m_e \omega r) = 2(\pi r^2)m_e f \quad (2.12)$$

と書ける。同時に、円電流は磁気モーメント \mathbf{m} を伴い、

$$\mathbf{m} = \mu_0 i \pi r^2 \quad (2.13)$$

となる。これを代入して、

$$\mathbf{m} = \mu_0 \frac{L}{2m_e} (-e)f = -\frac{1}{\hbar} \frac{\mu_0 e \hbar}{2m_e} L \equiv -\gamma_e L \quad (2.14)$$

を得る。ここでボーア磁子を μ_B 、磁気回転比を $\gamma_e = \mu_B / \hbar$ とした。結局、原子の磁気モーメント \mathbf{m} は g 因子により一般化される。

$$\mathbf{m} = -\gamma_e \mathbf{J} \quad (2.15)$$

$$\gamma_e = g \frac{\mu_0 e}{2m_e}$$

式(2.15)において、 $(g, \mathbf{J}) = (1, \mathbf{L})$ (軌道角運動量)、或いは、 $(2, \mathbf{S})$ (スピン角運動量)となる。磁気モーメントを磁場 \mathbf{H} 中に置くと、外積方向のトルク $\mathbf{T} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}$ を生じる。従って、式(2.15)より、磁化の古典的な運動方程式、

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] \quad (2.16)$$

が導かれる。例として、 z 方向への静磁場 $\mathbf{H} = (0, 0, H_0)$ を与える。各成分は、

$$\begin{aligned} \dot{M}_x &= -\gamma_e M_y H_0 \\ \dot{M}_y &= \gamma_e M_x H_0 \\ \dot{M}_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.17)$$

となる。従って、式(2.16)は、一次元単振動の形にまとめられる。

$$\ddot{M}_i = -\gamma_e^2 H_0^2 M_i \quad (i = x, y) \quad (2.18)$$

この場合の \mathbf{M} の安定解は、Lamor 歳差運動と呼ばれ、固有周波数 $\omega_0 \equiv \gamma_e H_0$ を持った xy 平面上の印加磁場 \mathbf{H} を中心とした右回転となる。仮に、 $H_0 = 0.5 \text{ T}$ の外部磁場中に励起された場合、周波数 $\omega_0 \sim 8.8 \text{ GHz}$ となり、高周波応答となることが見て取れる。しかし、 M_z が定数、即ち、初期条件のみにより \mathbf{M} と \mathbf{H} の角度が決定するという描像は、明らかに実験事実とそぐわない。そのため式(2.16)に対し、現象論的な歳差運動の減衰項を導入する。

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma_e [\mathbf{M} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] \quad (2.19)$$

式(2.19)は、Landau-Lifshitz-Gillbert 方程式(以下、LLG 方程式)^{4,6} と呼称され、今日において磁化の動的過程を記述する最も一般的な式として広く使われている。右辺第二項は系の散逸を表し、ダンピング定数 α の値により、その大きさが特徴付けられる。 $\alpha > 0$ であり、ダンピングのトルクは磁化の円周軌道速度方向 $\dot{\mathbf{M}}$ と直交し、歳差半径を直接減少させる方向に働く。今、式(2.19)に対する知見を得るために、角振動数 $\omega_0 = \gamma H_0$ の歳差運動に加え、半減期 τ の減衰項を含んだ形を仮定する。

$$\begin{aligned} M_x &= m_0 e^{-t/\tau} \cos \omega_0 t \\ M_y &= m_0 e^{-t/\tau} \sin \omega_0 t \end{aligned} \quad (2.20)$$

式(2.19)の z 成分、及び $M^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2$ より、 M_z に対する等式を以下のように作る。

$$\dot{M}_z = \frac{\alpha}{M} m_0^2 \omega_0 e^{-2t/\tau} \quad (2.21)$$

$$= -\frac{m_0^2 e^{-2t/\tau}}{\tau M [1 - (\frac{m_0}{M}) e^{-2t\tau}]}$$

これを整理すると、

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{1}{\alpha \omega_0} [1 - (\frac{m_0}{M}) e^{-2t\tau}]^{-1} \\ &\cong \frac{1}{\alpha \omega_0} \quad ((m_0/M)^2 \ll 1)\end{aligned}\tag{2.22}$$

となる。従って、おおよそ τ は、ダンピング定数 α の逆数に等しく、式(2.19)の右辺第二項が、恒常的なスピンの歳差運動に、指数型の減衰効果を導入していることがわかる。

2.2.2 強磁性体の磁気共鳴

減衰振動を励起する定常磁場 $\mathbf{H} = (0, 0, H_0)$ に加えて、それと直交方向に交流磁場 \mathbf{h} を印加した場合を考える。 \mathbf{h} の固有周波数が歳差運動の周波数 $\omega_0 = \gamma H_0$ と一致するとき、強磁性共鳴 (Ferromagnetic resonance: FMR) が誘起される。このとき減衰は抑えられ、スピンは歳差運動を継続する。交流磁場 \mathbf{h} は、十分小さいとし、

$$\begin{aligned}\mathbf{M} &= (m_0 \cos \omega t, m_0 \sin \omega t, M) \\ \mathbf{H} &= (h_0 \cos \omega t, h_0 \sin \omega t, H)\end{aligned}\tag{2.23}$$

とした条件で、式(2.19)を解く。 $m_0 \ll M$ 、かつ $h_0 \ll H$ とし、 $O(m_0^2)$ 、 $O(h_0^2)$ を無視する。最終的に、スピン \mathbf{m} は、磁場 \mathbf{h} に対し、線形応答の形式でまとめられる。

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi & -i\chi & 0 \\ i\chi & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix}\tag{2.24}$$

式(2.24)において、複素磁化率 $\chi = \chi' + i\chi''$ は、

$$\chi' = \frac{\gamma M \omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) + \gamma M \omega^2 \alpha^2 \omega_0}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \alpha^2}\tag{2.25}$$

$$\chi'' = \frac{\gamma M \omega_0 [\omega_0^2 + \omega^2 (1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2 (1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega^2 \omega_0^2 \alpha^2}$$

となる。実際の強磁性体金属では殆ど $\alpha \ll 1$ である。そのため式(2.25)において、 α の二乗の項を無視すれば、 $\omega \sim \omega_0$ では磁化率 χ'' の分母が小さくなり、極大値をとることがわかる。この周波数帯域で、スピンの歳差運動が急激に強められ、典型的な FMR が起きる。

以上の議論では、一般化された外部磁場を取り扱った。実際の系では、強磁性体自身の磁化配列による反磁場や結晶異方性磁場、分子磁場も \mathbf{H} に取り入れる必要がある。簡単な例として、反磁場 $\mathbf{H}_d = -(N/\mu_0)\mathbf{M}$ のみを考えると、共鳴周波数 ω_0 は、次のようになる。

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H + \frac{M_s(N_y - N_z)}{\mu_0} H \frac{M_s(N_x - N_z)}{\mu_0}}\tag{2.26}$$

但し、外部磁場 \mathbf{H} は、 z 方向に印加している。式(2.26)では、反磁場と外部磁場の幾何配置により、共鳴周波数が大きく異なってくる様子を記述している。今、サブミクロンスケールの強磁性体を仮定する。この時、対称性から厚さ方向 i の反磁場係数を $N_i \sim 1$ 、直交方向 j の反磁場係数を $N_j \sim 0$ とできる。この条件で、外部磁場 \mathbf{H} と平行、垂直に薄膜を配置した場合、それぞれ、

$$\begin{aligned}\omega_0^{\parallel} &= \gamma\sqrt{H(H + M_s/\mu_0)} \\ \omega_0^{\perp} &= \gamma\sqrt{H - M_s/\mu_0}\end{aligned}\tag{2.27}$$

となる。後者では反磁場の方向に逆らって、スピンの歳差運動を励起する。したがって、前者と比較すると、同じ共鳴周波数 ω_0 に到着するためには、より強い磁場 \mathbf{H} を印加する必要がある。このように、特に反磁場の効果が台頭してくる微細強磁性において、FMR では、試料形状が周波数帯域に大きな影響を与える。

2.2.3 スピントランスファー・トルク

これまでのスピンドYNAMICSは、磁場励起によるもののみを取り扱ってきた。本章では、強磁性体への電流注入に伴うスピントランスファー・トルク(Spin transfer torque: STT)^{7,8}について述べる。図 2.1(a)にあるように、強磁性体層 F1 から F2 への電子の流れを考える。F1 を通過した電子は、その磁化配列方向へスピンの偏極され、かつスピン散乱されることなく、F2 へ注入されるものとする。すると、注入された伝導電子のスピンの F2 の局在電子間に交換相互作用が働き、F2 の磁化はトルクを受ける。STT は、スピン情報が保存されるような薄膜構造において有効であり、近年のスピン트로ニクスを代表する技術の一つに挙げられる。実際の伝導電子からの角運動量移行は、

- (a) 界面での反射過程
- (b) 強磁性体中での透過過程
- (c) スピン吸収

の三つの異なる行程により行われる。(a)では、電子の複素反射率がスピン方向によって異なるため、反射スピンのスピン角運動量に偏りが生じる。このとき、界面でのスピン角運動量は保存されるため、結果として局在スピンと直交方向のスピンの角運動量が移行される。(b)では、強磁性体層を透過中の位相変化がスピン毎に異なることに起因する。そのため、透過時に伝導電子のスピンは偏りを持って回転し、これによりスピン角運動量が伝播される。(c)は多結晶中の波数ベクトル \mathbf{k} の方向がランダムであること、歳差運動の位相が全体で打ち消し合うデコヒーレントな過程を表す。F1 の局在磁化 $\hat{\mathbf{m}}_1$ を極座標系で (θ, φ) 方向、F2 の磁化 $\hat{\mathbf{m}}_2$ は簡単のため z 方向を向いているとすると、電流方向 (x, y) のスピンの打ち消しあう過程での角運動量の変化は、

$$\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix} - \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \cos \varphi \sin \theta \\ \sin \varphi \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \hat{\mathbf{m}}_2 \times (\hat{\mathbf{m}}_2 \times \hat{\mathbf{m}}_1)\tag{2.31}$$

となる。これに比例するトルクが LLG 方程式に加味される。一方、上記の反射・透過過程に加え、スピン蓄積による影響も提示されている。強磁性体層 F1(F2)においては、フェルミ面において、アップスピンとダウンスピンの状態密度が異なっている。F1 と F2 にはさまれた層においても、電気化学ポテンシャル μ が、スピンの方向毎に異なってくる ($\mu_{\uparrow} \neq \mu_{\downarrow}$)。このような非磁性体中の非平衡スピン分極を、スピン蓄積^{9,10}と呼ぶ。これにより強磁性体界面付近で有効磁場が生じ、スピントルクが生じる。これは、特にスピントルクの非断熱項と呼ばれる。特徴として、交換相互作用と同様の対称性を持ち、 $\hat{m}_1 \times \hat{m}_2$ に比例する。尚、非断熱項¹¹の注入効率については通常のダンピング定数 α の 1~10 倍と、未だ統一した見解が得られていない。

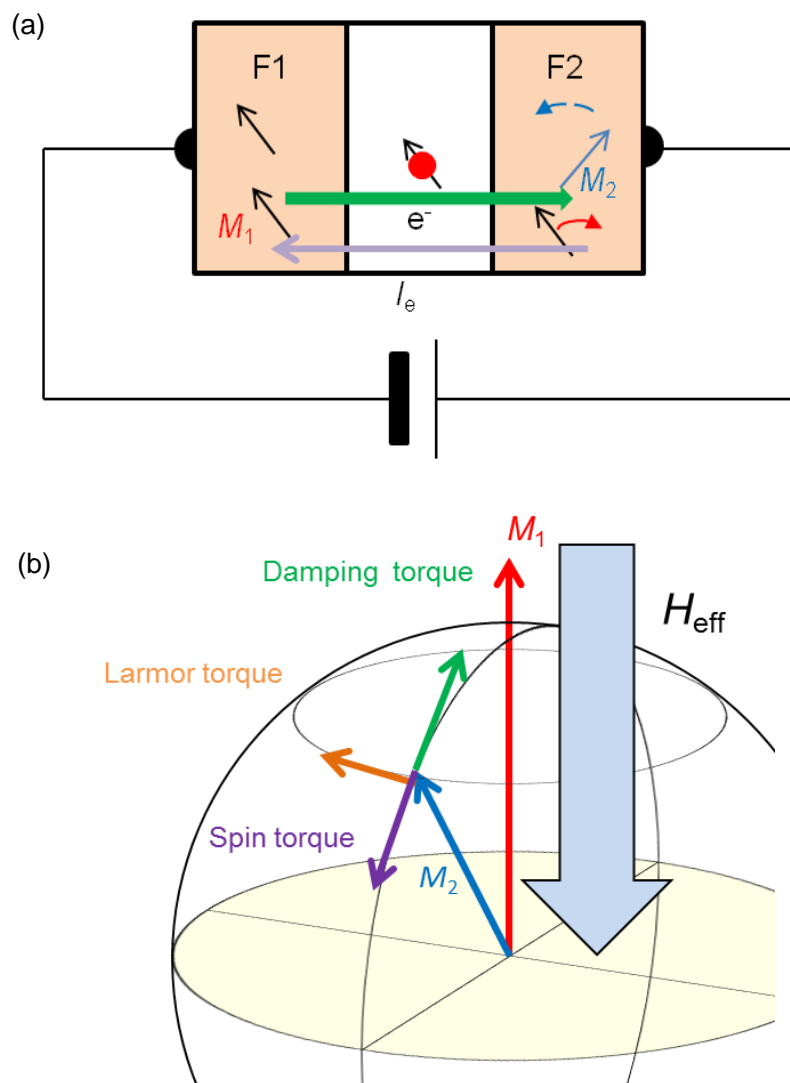


図 2.1: (a) スピントランスファー・トルクの概略図。(b) LLG 方程式におけるトルクの幾何学関係。

両者を合わせて、STT まで考慮した LLG 方程式は、以下のように記述される。

$$\dot{\mathbf{M}}_2 = -\gamma \mathbf{M}_2 \times (\mathbf{H} + \beta \hat{\mathbf{m}}_1) + \alpha (\hat{\mathbf{m}}_2 \times \dot{\mathbf{M}}_2) - g \frac{I_e \hbar}{2e} \hat{\mathbf{m}}_2 \times (\hat{\mathbf{m}}_2 \times \hat{\mathbf{m}}_1) \quad (2.32)$$

g は STT の注入効率を表し、次のように与えられる。

$$g_\theta = [-4 + (P^{-1/2} + P^{1/2})^3 (3 + \hat{\mathbf{m}}_2 \cdot \hat{\mathbf{m}}_1)/4]^{-1} \quad (2.33)$$

この効率 g は、磁性体層 F1 と F2 の角度 θ と、スピン偏極率 P に依存している。式(2.32)について、右辺第一項が Larmor 歳差と有効磁場による非断熱トルク、右辺第二項が現象論的ダンピング項、右辺第三項が角運動量移行による STT の寄与をそれぞれ記述している。強磁性層磁化と各トルクとの幾何学関係を図 2.1(b)に示す。 $\alpha \ll 1$ の仮定の下、式(2.32) の右辺第二項に再帰的に代入することで、

$$\dot{\mathbf{m}}_2 \times \dot{\mathbf{M}}_2 \propto \dot{\mathbf{m}}_2 \times (\mathbf{M}_2 \times \alpha \gamma \mathbf{H}) \quad (2.34)$$

となり、ダンピングトルクが有効磁場 \mathbf{H} の方向へ軌道を閉じるように働きかけることが分かる。また STT 項は電流の方向により、軌道を閉じる方向か、増幅させる方向のどちらかにも作用するため、スケラビリティに優れる点とあわせて、応用上も有効と考えられている。STT により誘起される代表的なスピンドYNAMICSとして、特に磁壁移動^{12,14}と磁化反転^{15,16}に関する精細な研究が行われている。

2.3 磁気渦構造

微小強磁性体においては、反磁場の効果が磁区構造決定だけではなく、FMR やスピン波励起といったダイナミクスにおいても大きく影響する。逆にこれを利用して、微細加工された強磁性体に、所望の周波数特性や磁区のスケールを特徴付けることは、近年のスピントロニクスにおいて欠かせない技術の一つになっている。本章では、多様な磁区構造においても、最も基礎的な磁気渦構造^{17,18}に注目する。

2.3.1 磁気渦構造の安定化

磁気渦構造は、特異点を中心に磁化が面内を一定方向に回転している構造を指し、渦度 q に対して、vortex state ($q = 1$) と anti-vortex state ($q = -1$) に分けられる。更に、面内磁化回転方向：カイラリティと、渦中心に面直に立ちあがる磁化方向：ポラリティで特徴付けられる。円盤型の強磁性体に内包された磁気渦構造における磁化配列を図 2.2 に示す。Py や Co などの結晶異方性が弱く、一磁区異方性の強い強磁性体では、円盤半径 R 、厚さ L に対し、適当なアスペクト比: R/L を有する場合(図 2.3 参照)、磁気渦構造($q = 1$)が基底状態して現れる。薄膜構造における磁気渦構造の安定化は、反磁場の効果と交換エネルギーに注目することで理解できる。無限に広い薄膜では、磁化は面内方向に落ち着く。円盤端面では、表面磁極の出現を抑えるため、磁化は磁性体端面に平行に配列し、結果として面内を一方向に回転する。このとき動径方向へ並ぶ磁化同士は、交換エネルギーを抑えるため、やはり平行に並ぶ。但し円盤中心では、面内磁化は幾何学的に完全に反平行になってしまう。このため、面直方向の反磁場の効果を打ち破り、垂直方向へ磁化が立ち上がる。図 2.3 にマイクロマグネティクス・シミュレーションによる、円盤構造における磁区構造

の相図を引用する^{19,20}。円盤厚さが増加することで、面直方向の反磁場係数が減少し、面直方向の単磁区構造が安定化する一方で、数十 nm 以下の薄い領域では、磁化が面内に配列する構造が安定化する。

この系では、ポラリティが面直のどちらかを向いているか($p = \pm 1$)、カイラリティが面内の時計回り(Clockwise : cw)か反時計回り(Counter clockwise : Ccw)に対して、エネルギー的に対称であるために、両者を磁気渦の自由度として扱うことができる。

次に、磁気渦の磁化過程について言及する。図 2.4 に、典型的な磁気渦のヒステリシス・ループを計算した結果を引用する²¹。解析は、Zeeman エネルギーを加え、平衡状態でエネルギーを最小化する過程をプロットしている。図中(a)において、-y 方向への外部磁場より、磁場方向に単軸構造をとっている。(b)では、磁性体右端より、渦の回転中心が形成される。ここでは渦芯は磁性体外部にあり、内部の磁化配列の形状をとって、*C-shape* 等と呼称される。さらに、磁場が弱まり、完全な零磁場下では、円盤中心に磁気渦のコアが位置する(c)。逆方向への磁場を強めていくことで、コアの平衡位置も中心位置より変位する。このときの変位方向は、カイラリティによって決定される。+y 方向への磁場印加に対し、それと平行成分の磁化配列が増加させ、静磁エネルギーを抑える。従って、図 2.4 では、時計回り(cw)のコア右部の磁化成分が増加するため、コアは直行方向の左側に変位する。ここで仮に反時計回り(Ccw)の磁気渦構造を有する場合、図中(d)でのコアシフトは逆方向となる。さらに磁場が増加し、(e)では再び単軸構造をとる。磁気渦構造のヒステリシス・ループの非対称性は、磁気渦が生成される磁場と、消磁磁場が異なることに起因する。

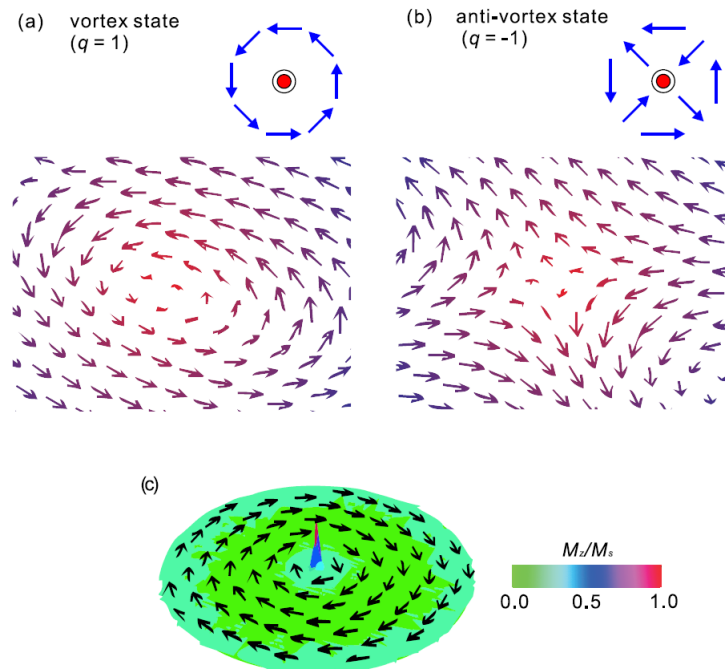


図 2.2 : 磁気渦構造における磁化配列。(a) vortex state ($q = 1$)。 (b) anti-vortex state ($q = -1$)。
(c) $R = 500$ nm、 $L = 30$ nm の Py 円盤に内包される磁気渦構造(数値計算結果)。

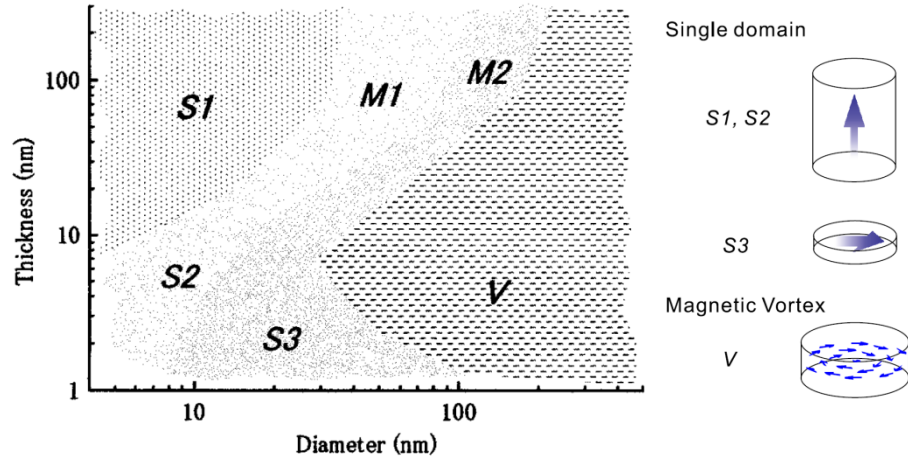


図 2.3 : マイクロマグネティクス法による円盤形状の $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{80}$ における磁化配列の計算結果²⁰。S1、S2 では面直の単磁区構造、S3 では面内単磁区構造、V では磁気渦構造をとる。M1、M2 では、磁化過程に依存して複雑な磁化配列をとる。

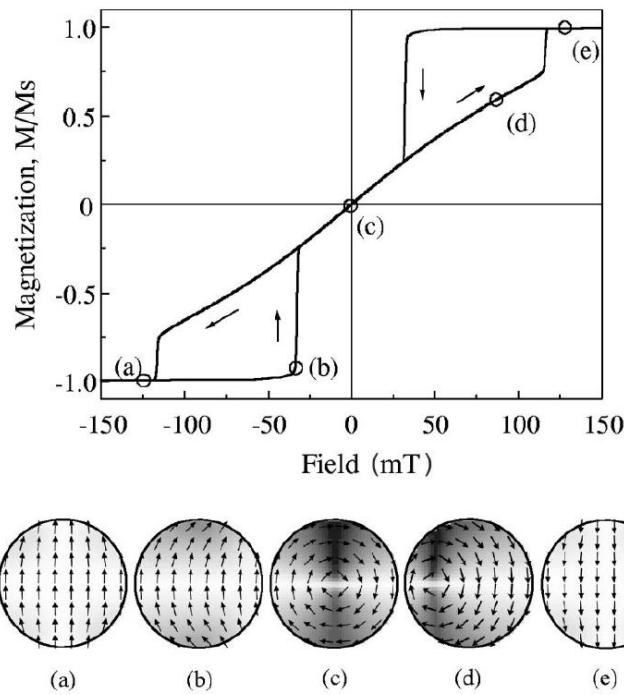


図 2.4 : 面内外部磁場による磁気渦構造のヒステリシス・ループ²¹。

2.3.2 磁気渦のダイナミクス

磁気渦構造は、磁化配列だけでなく、ユニークな動的過程を持つことが知られている。特に、磁気渦コアの歳差運動として描写される低周波モードでは、サブミクロンにわたる比較的広域な磁化ダイナミクスを制御よく励起できる。

トランスレーショナル・モード

前章で紹介した静磁モードに加え、磁気渦では高々数 100MHz の周波数帯域に、トランスレーショナル・モード(Translational mode：以下 TM)^{22,23} と呼ばれる低周波モードが存在する。これは、磁気渦のコアが平衡位置近傍を歳差運動するような集合ダイナミクスであり、ポラリティ・カイラリティといった磁気渦の特性を如実に反映する。TM では一般的な近似として、磁気渦のコアを準粒子に見立て、コアの運動を円盤形状とコアの変位に依存するポテンシャル内での質点運動として扱う。このときコアの位置 \mathbf{r} の運動は、Thiele 方程式と呼ばれる LLG 方程式から導出される近似式で記述される。

$$\mathbf{G} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{1}{R^2} \frac{\delta U}{\delta \mathbf{r}} - \mathbf{D} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (2.35)$$

式(2.35)において、

$$\mathbf{G} = \frac{-2\pi p L M_s}{\gamma} \hat{\mathbf{z}} \quad (2.36)$$

$$\mathbf{D} = \frac{-2\pi L \alpha M_s}{\gamma} (\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y})$$

である。但しポラリティは z 方向と平行とした。Thiele 方程式において、左辺 \mathbf{G} はジャイロベクトルを表し、コアの回転方向を記述する。特徴的な事として、式(2.36)よりジャイロベクトルは材料パラメーターを除き、ポラリティ p に比例するため、磁気渦のポラリティを反転させることで、TM の回転方向を逆方向へとスイッチすることができる。Thiele 方程式の右辺第一項は、質点としてのコアが内包される仮想的なポテンシャル U で記述される。平衡位置からの微小変位に対しては、コア変位の 2 次 に比例するような調和振動子のポテンシャルを仮定する解析が一般的である(図 2.5 参照)。強励起では、力が変位の一次に比例しない(ポテンシャルの 2 次以上の項)非線形項が台頭する。また線形領域においても、解析モデルとして、変位に対して磁化率を一定とした rigid vortex model^{21,24-26} と、端面において、磁化が円盤端と平行に配列すると仮定した side charge free model²⁷ が提案されている。

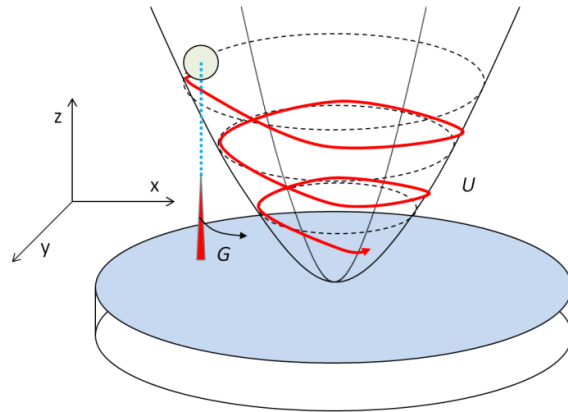


図 2.5：磁気渦構造のトランスレーショナル・モードの概要図。磁気渦コアを質点とみなし、ジャイロベクトル \mathbf{G} を受けてポテンシャル U 内を歳差運動する。

2.3.3 磁気渦対の静磁結合

磁気渦間の結合は交換相互作用によるものと、静磁結合によるものとが考案されている²⁸⁻³²。この節では磁気渦の静磁結合について焦点を当てる。磁気渦の静磁エネルギーによる結合は、磁性体側面部に出現する表面磁極を媒体として考える。図 2.6 に円盤型の強磁性体に内包された磁気渦構造の位置毎の漏れ磁場の分布を示す。通常、基底状態では表面磁極の出現を抑えた磁化配置をとる(a)。しかし静的外部磁場や、TM が励起されることによって、コアが平衡位置から変位し、系の対称性が崩れ、漏れ磁場が発生する(b)。そのため近接した円盤間には、静磁的な結合が期待される(c)。特に円盤構造においては、同方向のコアの変位に対し、カイラリティに依存して磁場方向が逆転する。これに加えて、コアの回転方向がポラリティによって決定することから、ポラリティ・カイラリティを選択することで、漏れ磁場分布を変化させることができ、静磁結合の強さを選択的に変調することが可能となる。

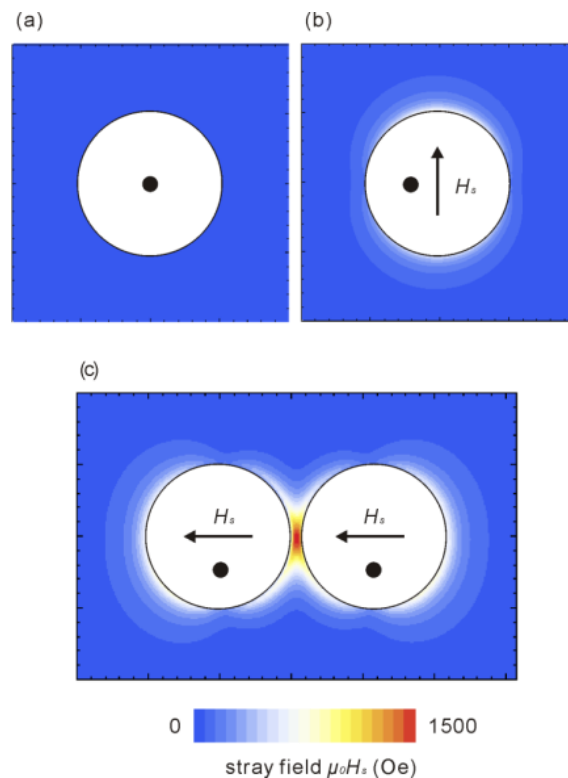


図 2.6：円盤内磁気渦間の漏れ磁場分布。(a) 零磁場。(b) コア変位時。(c) 隣接磁気渦間。コアの位置は黒点で示す。

2つの隣接した磁気渦対に対してマイクロマグネティクス・シミュレーションで行った理論計算では、ポラリティ・カイラリティに依存して全 8 つの固有モードが存在することが指摘されている(図 2.7)³²。このとき共鳴周波数は、円盤間の表面磁極の極性が異なり、磁気渦間に引力として働くか、または極性が同符号となり、磁気渦間に斥力として働くかによって、孤立磁気渦の共鳴

周波数を基準にそれぞれ低周波側と高周波側に分裂し、さらに互いの磁気渦のポラリティの組み合わせを、同方向($p_1p_2 = 1$)か異方向($p_1p_2 = -1$)に変えることで、合計四つの準位に分かれる。

互いのコアは、先ほど述べた円盤間の磁極の関係を保つために、同位相($\delta = 0$)か反位相($\delta = \pi$)を保って回転する。これに加え、カイラリティの組み合わせを変えることで、位相差と円盤間の極性の関係が反転するため、ポラリティに依存した 4 つの準位は、カイラリティの組み合わせとコアの同士の位相差 δ に依存して 2 重に縮退している。

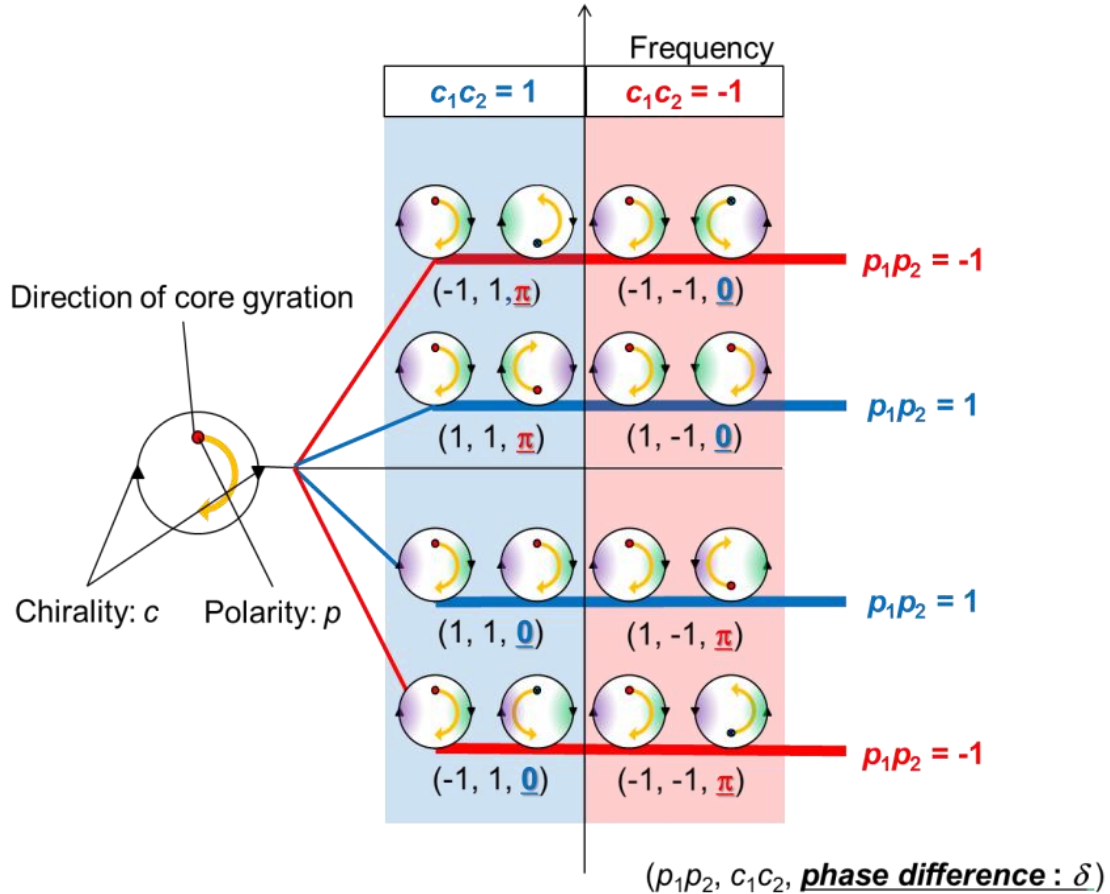


図 2.7 : マイクロマグネティクス・シミュレーションで計算された磁気渦対の共鳴モードを示す模式図。各モードはポラリティ、カイラリティ、コア同士の位相差で決定される。

Sugimoto 等は³²、磁気渦を内包する Py 円盤をナノメートルスケールまで近づけた磁気渦対に対し、一方の円盤のみに電流を流して励起を行うことでポラリティに依存した 4 つの共鳴準位を実験的に明らかにした(図 2.8)。また別の実験では³³、両磁気渦に対して同じ電極を取り付け、電流による同位相のトルクを与えることで、同位相モードのみを選択的に励起させ、一部のカイラリティとコア位相差についても実験的に明らかにしている。

さらに磁気渦を 2 次元配列させた系に発展させることで、磁気渦格子系のバンド構造を設計させることが期待されている。図 2.9 には Shibata 等による、静磁結合した TM の理論計算結果を紹介

する³⁰。計算では、rigid vortex model を仮定し、Thiele 方程式のエネルギー U について、表面磁極による静磁ポテンシャルを追加した。彼等の計算によると、結合強度は円盤間距離の逆 6 乗に比例し、van der Waals 力との類似性が主張されている。2 次元格子状に磁気渦を配置した系では、磁気渦のポラリティの組み合わせにより、固有周波数 ω/ω_0 の多彩な状態密度分布が得られる。

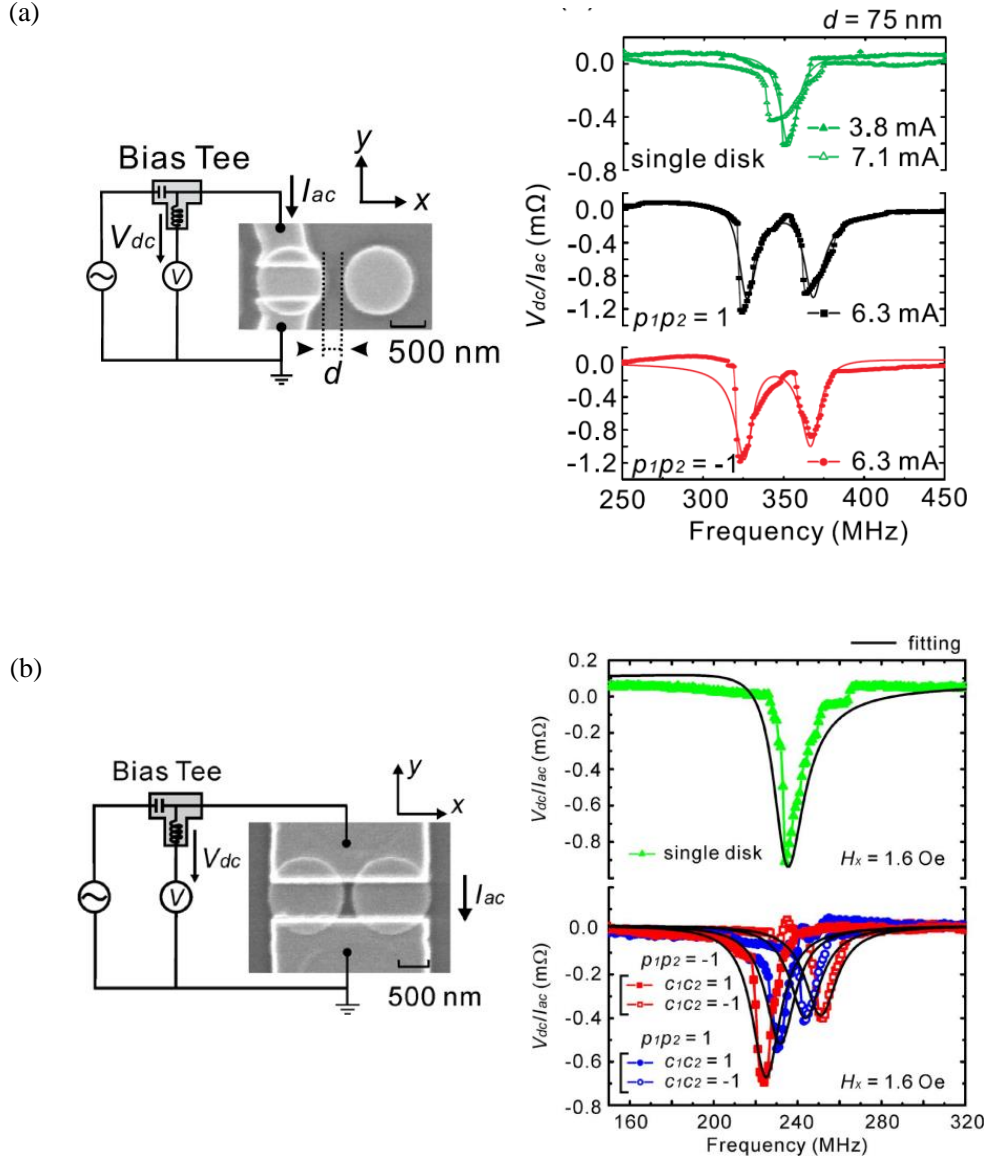


図 2.8 : (a) 部分励起の測定回路の模式図と単磁気渦と磁気渦対の DC スペクトル($R = 500$ nm, $L = 50$ nm)³²。(b) 一斉励起の測定回路図と単磁気渦と磁気渦対の DC スペクトル($R = 500$ nm, $L = 30$ nm)³³。

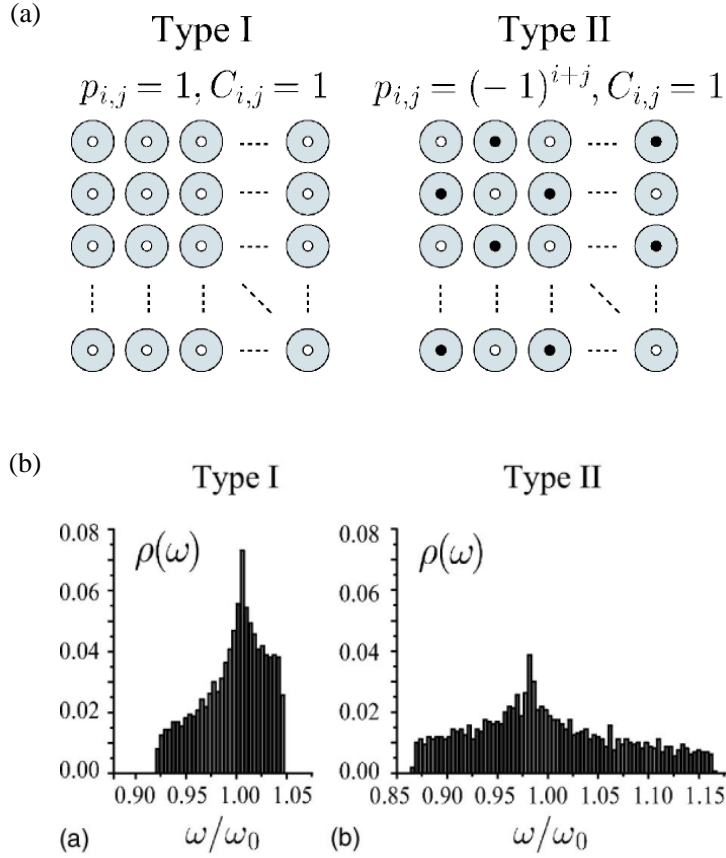


図 2.9: 静磁結合した磁気渦 2 次元格子の理論計算結果²⁸。(a) 想定されたポラリティ、カイラリティの組み合わせ。(b) 静磁結合した TM の固有周波数分布。

2.4 研究目的

磁気渦は、基底状態では表面磁極の出現を抑えた磁化配置をとる。しかし、TM を励起させることで、円盤側面に表面磁極が生じ、隣接する円盤に静磁的相互作用が働く。理論研究によると、静磁結合した磁気渦対は、あたかも磁気渦を 1 つ原子と見立てた分子結合のように振舞い、さらにポラリティとカイラリティと呼ばれる二つの独立した自由度を組み合わせることで、その結合の強度の変調が可能なることから、二次元格子状に磁気渦を配置することで、可変的なバンド構造を持った磁気人工格子が期待される。先行研究で紹介したように、静磁結合が磁気渦の自由度によって変調されることが実験的に明らかになったが、詳細な依存性についてはまだ調べる必要がある。

そこで本研究では、先行研究では明らかになっていなかった静磁結合した磁気渦対の TM におけるコアの位相差について実験的観測を行い、最終的には選択的に位相モードの励起といったことも試みた。測定には、この後に紹介する電氣的検出法を採用した。

第三章

実験方法

本研究では、サブミクロンスケールの磁性体の微細加工を行うために、電子線描画法を採用した。以下に、本研究の試料作製について述べる。

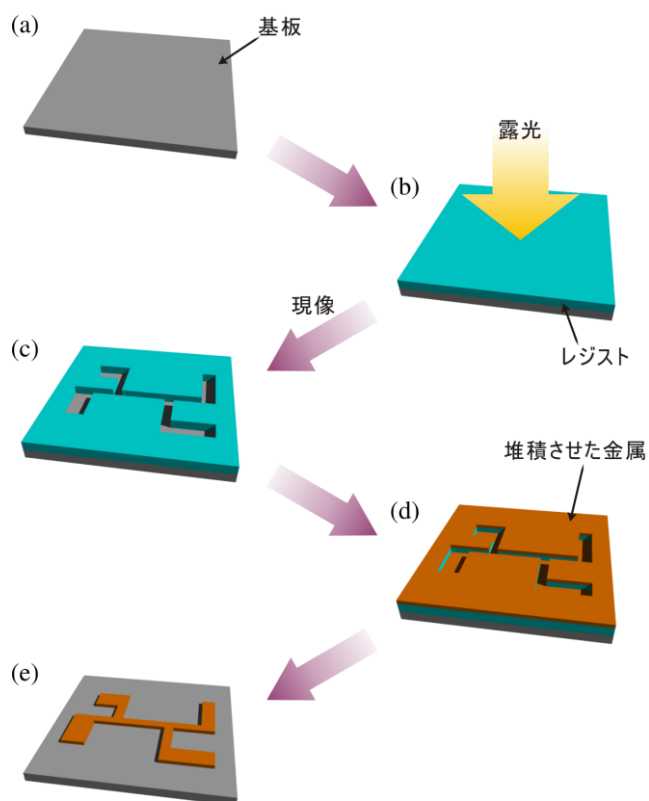


図 3.1:リフトオフ法の概略図。

3.1 試料作製

3.1.1 リフトオフ法

本研究では、微細加工の 1 つであるリフトオフ法を使用した。その工程を図 3.1 に示す。まず、試料基板を十分に超音波洗浄し、表面のダストや有機物を取り除く。次に、スピナーを定速回転させ、レジストと呼ばれる感光樹脂を均一に塗布後、ベークにより膜を綿密化する。そして、所望のパターンを電子線描画装置で描画し露光させる。その後、現像液を用いて感光した部分のレジストのみを基板から除去する。そこに基板全面に金属を堆積させ、剥離剤を用いてレジストを溶解、除去することにより、レジスト上の金属も除去し、パターンニングされた構造を得る。

本研究では、金属を堆積させるために抵抗加熱蒸着法、電子線蒸着法を用いた。抵抗加熱蒸着法は、高融点金属で作製された受け皿にターゲットとなる金属をのせ、そこに電流を流すことでジュール熱により溶解、蒸発させ、堆積させる方法である。この方法は比較的簡便であるが、受け皿よりも融点の低く、かつ受け皿との反応を起こさない金属しか適用できない。実験では、Mo のボートを採用し、Au 及び Cu の堆積に使用した。電子線加熱蒸着法では、ジュール熱ではなく、電子線照射による熱を利用する。この方法では外部磁場により電子線を歪曲させることで、局所的に熱を加えることが可能であり、抵抗加熱蒸着法では不可能であった高融点金属の蒸着も可能となる。実験では Py を使用した。

3.1.2 露光

本研究では、レジストとしてポリメタクリル酸メチル(PMMA)950A と ZEP520A を用いた。どちらも、感光した部分が現像液によって溶解するポジ型と呼ばれるレジストである。また電子線による露光には、エリオニクス社製の電子線描画装置 ELS-6600 を用いた。電子線描画装置は超高真空内で電子線を放出させ、用意した基板上に出力や位置を指定して照射できる装置である。

PMMA レジスト

PMMA レジストの場合、スピナーを用いて Si 基板上に均一に塗布した後、180℃で 5 分間のベークを行った。電子線による描画はドーズ量 $8.4\text{C}/\text{m}^2$ になるように行った。現像液には、メチルイソブチルケトンとイソプロピルアルコールを 1 : 3 で混合したものを用い、30 秒の現像後、イソプロピルアルコールでリンスした。真空装置内で金属を剥離させた後、アセトンを用いてレジストの剥離を行い、必要な試料構造を得た。

ZEP レジスト

ZEP レジストの場合、同じくスピナーで Si 基板上に均一に塗布した後、ホットプレートにより室温から 180℃まで 6 分間かけてベークした。露光はドーズ量が $2\text{C}/\text{m}^2$ となるように行った。現像は酢酸ペンチルで 30 秒行い、第一リンスとしてメチルイソブチルケトンとイソプロピルアルコールを 9 : 1 で混合したものを、第二リンスにはイソプロピルアルコールを用いた。金属を

堆積させた後、1-メチル-2-ピロリドンによって剥離することで、必要な素子構造を得た。



図 3.2 : (a) PMMA レジスト、(b) ZEP レジスト。

3.1.3 真空蒸着

強磁性体の蒸着には、図 3.3 に示す真空蒸着装置を用いた。メインチャンバーでは強磁性体の Py の電子線加熱蒸着を行った。非磁性体 Cu の蒸着は、図 3.4 の真空蒸着装置を用いて行った。この装置では、ロードロック(LL)チャンバーにおいて Ar イオンミリングを行うことが可能となっている。本研究では、電子線加熱蒸着で Py を堆積させた後に、電極パターンを電子線描画する過程を挟むために、一端試料を大気暴露する必要がある。そのため、Cu 蒸着前に Py との界面を洗浄するために 600 V でミリングを行った。LL チャンバーとメインチャンバーの主排気系はターボ分子ポンプを用い、蒸着前の真空度は 4×10^{-9} Torr であった。

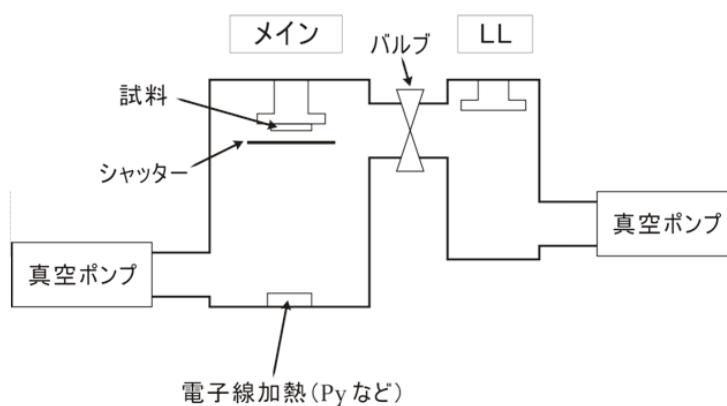


図 3.3 : 電子線加熱蒸着装置の概略図。

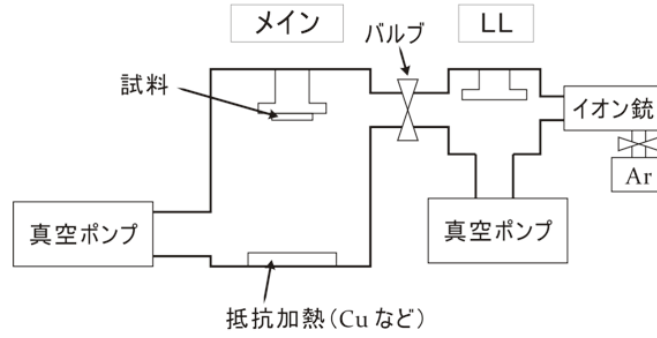


図 3.4 : 抵抗加熱蒸着装置の概略図。

3.2 測定方法

3.2.1 ホモダイン検波

磁気渦の TM は、スピントランスファー・トルクを利用したホモダイン検波により検出される³²⁻³⁵。測定原理を図 3.5 に示す。MHz 帯域以上の高周波シグナル印加に対して、バイアス・ティーのキャパシタンスにより、試料には交流電流 $I_{ac} = I_0 \sin \omega_0 t$ が注入される。このときスピントルクと誘導磁場により、磁気渦コアの TM が励起されるとともに、コアの回転運動に伴い異方性磁気抵抗効果(AMR)によって抵抗が振動する。このため試料抵抗 R は

$$R = R_0 + \Delta R \quad (3.1)$$

となる。 R_0 はコアが平衡位置にいる時の試料抵抗で、 ΔR はコアの回転運動に伴う AMR を示す。

AMR では局在磁化 \vec{M} と電流 \vec{I} に対して、交換相互作用により相対角度 θ に依存して、試料抵抗 ρ が変調される。

$$\rho = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta \quad (3.2)$$

ここで、 ρ_{\perp} と ρ_{\parallel} は、それぞれ外部磁場 H_{ex} により、面内 F 方向に飽和したものと、面直方向に飽和したときの抵抗率を表す。完全に円形状のコアの軌道では、回転過程において平衡位置の真上と真下に位置したときに、面内磁化の電流の垂直成分 M_{\perp} が最大になり、抵抗値は極大を取る。このため AMR では ΔR が $2\omega_0 t$ の振動数で回転と考えられるが、実際には図 3.6 にあるようにスピントルクを受ける方向にコアの軌道が歪むため、抵抗振動も対称な正弦波から変位するため、必ず電流と同じ振動数 $\omega_0 t$ の抵抗成分が現れる³⁴。

このとき、バイアス・ティーは低周波フィルターとして機能するため、磁気渦円盤からは TM に伴い DC 電圧 V_{dc} が引き出される。

$$V_{dc} = \int dt I_{ac} \cdot R = -\frac{\Delta R I_0}{4} A \quad (3.3)$$

結果として、交流電流と試料抵抗の時間積算が有限の値となる。最終的に、高周波シグナルに対して、DC 電圧の応答を得ることができる。(A は定数とした。)

この方法では、ネットワークアナライザを使用した反射特性、透過特性を測定する方法と異なり、磁化ダイナミクスの位相情報を直接的に取り出すことができない。しかし磁化応答に対し、長時

間の積算が行えるため、ノイズを抑え、微小スケールのダイナミクスを検出する利点がある。

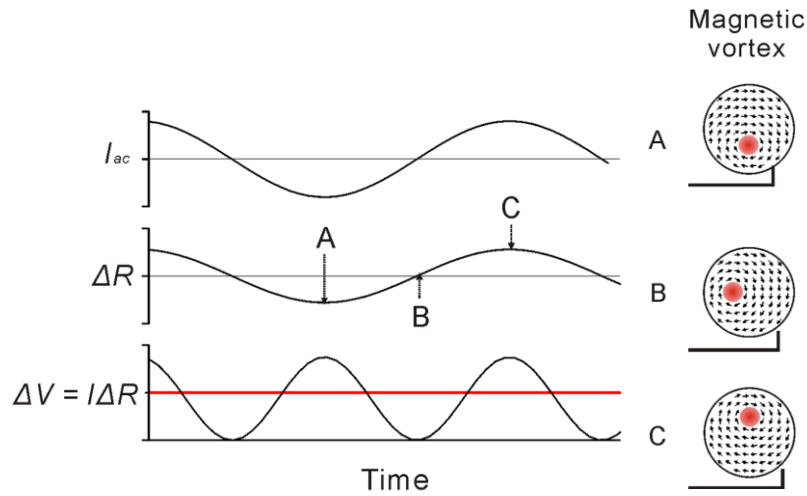


図 3.5：検出原理の概要図。実際、観測される抵抗振動 ΔR とは異なる。

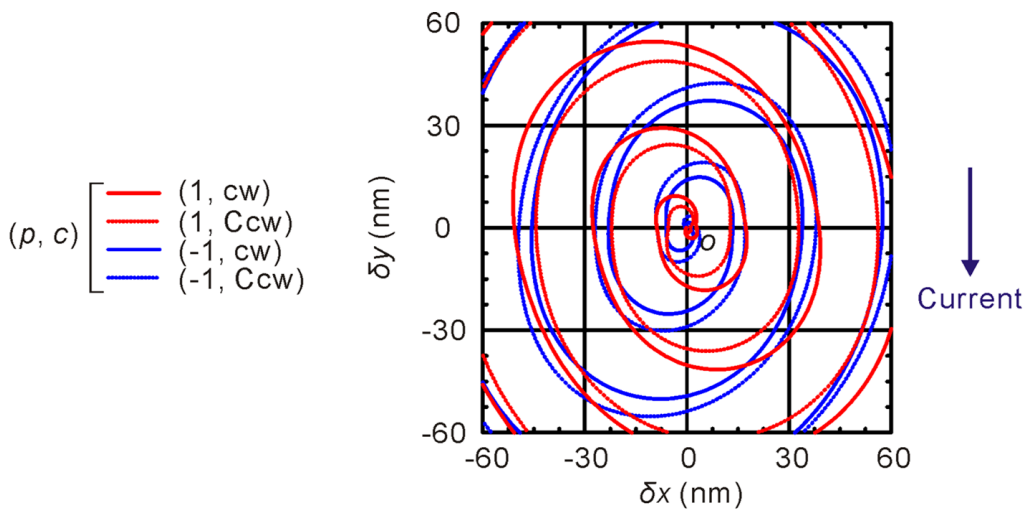


図 3.6：マイクロマグネティクス法で計算した磁気渦の電流励起におけるコアの軌道。スピントルクによって若干軌道がゆがんでいる。

初期磁化過程

本実験では、磁気渦構造を得るために、面内磁場を 1000 G 加えて面内単磁区構造をとらせ、その後 0 G まで磁場をスweepさせることで、図 2.4 で説明した磁化過程を経て磁気渦を安定させた。

ポラリティ及びカイラリティの組み合わせの決定

ポラリティの組み合わせについては、図 2.8 にあるように共鳴スペクトルの分裂幅から確認した。カイラリティについては DC スペクトルの面内磁場依存³³を調べることで確認した(図 3.7)。静磁

結合の強度は互いのコア同士の距離に依存する。そのため、電流方向に平行な面内磁場を外部から加えると、 $c_1c_2 = -1$ の場合コア間の距離が近づき、その結果として静磁結合の強度が強められ、共鳴周波数の分裂幅が増大する(A)。また、逆方向の磁場を加えることで、コア間の距離が遠ざけられ、共鳴周波数の分裂幅が減少する(B)。一方 $c_1c_2 = 1$ の場合は、面内磁場によってコア間の距離が変わらないため、分裂幅は増減しない(C, D)。

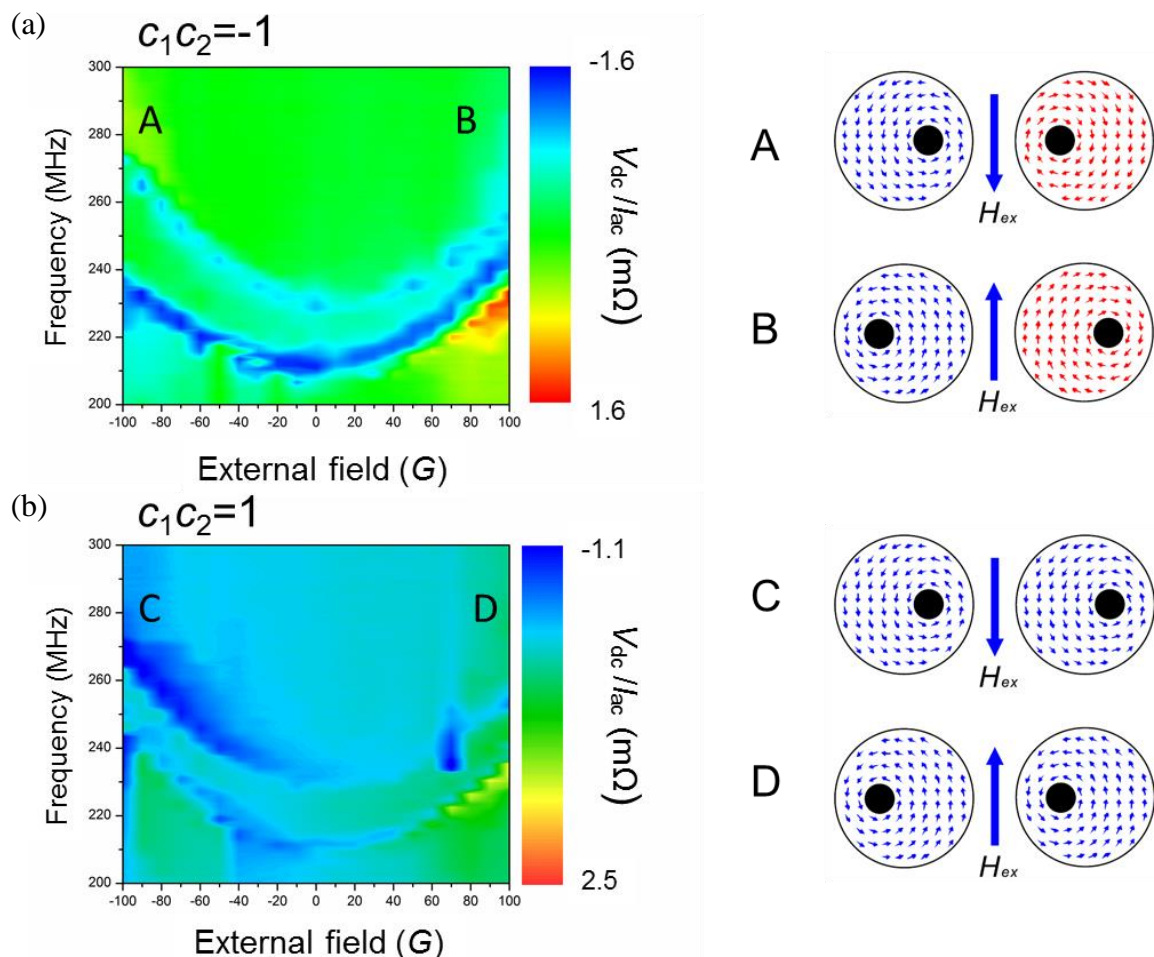


図 3.7 : 磁気渦対の面内磁場依存性。(a) 電流と平行方向での静磁場 H_{ex} 印加の DC スペクトル特性。(b) 各磁場領域で想定されるカイラリティの組み合わせとコア変位の概要。

3.3 数値計算

本研究では、実験的検証に加えて、マイクロマグネティック有限要素法による数値計算も行った。

3.3.1 マイクロマグネティック・シミュレーション

マイクロマグネティック法においては、対象を有限個の単磁区磁性体に分割し、個々の素子につ

いてダイナミクスを設定した時間毎に計算し、全体のダイナミクスを記述する。計算には、断熱スピントランスファー・トルク項を加えた LLG 方程式を用いた。

$$\frac{dM_1}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} M_1 \times H_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_s} M_1 \times (M_1 \times H_{eff}) + M_1 \times (M_1 \times M_2) \frac{\gamma\hbar Jg}{eIM^3} \quad (3.4)$$

但し、

$$g = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3(3+m_1 \cdot m_2 - 16P^{3/2})} \quad (3.5)$$

とした。式(3.4)中の有効磁場 H_{eff} に隣接する他の微小磁性体の磁化配置が反映される。

$$H_{eff} = \frac{\partial E_{total}}{\partial M_s} \quad (3.6)$$

本研究では、直接交換エネルギー E_{ex} 、反磁場エネルギー E_s 、及び外部磁場による Zeeman エネルギー E_h のみを考慮し、軟強磁性体の Py 薄膜を使用するため、結晶異方性エネルギーは無視した。

$$E_{total} = E_{ex} + E_s + E_h \quad (3.7)$$

また、面直方向の磁化分布を無視し、2 次元モデルの範疇で計算を行い、効率化を図った。各微小磁性体は $5 \times 5 \times 30 \text{ nm}$ とし、タイムスケールは 250 fs とした。材料パラメータには以下の値を採用した。

飽和磁化: M_s	1T
交換スティフネス係数: A	$1.05 \times 10^{-11} \text{ J/m}$
磁気回転比: γ	$1.70 \times 10^{12} \text{ A/m} \cdot \text{S}$
ダンピング定数: α	0.01
スピン偏極率: P	0.4

第四章

静磁結合した磁気渦対の位相観測

4.1 測定試料

試料は Si 基上に ZEP レジストを塗布し、電子線描画と電子線加熱法によって、Py 円盤を作製した。その後 PMMA レジストを塗布し、電子線描画と抵抗加熱法を用いて電極(Cu)を作製した。円盤のサイズは厚み $L = 30$ nm, 円盤半径 $R = 500$ nm とし、円盤間距離 $D = 100$ nm とした。

4.2 測定回路

測定回路は図 4.1(a)に示す。二つの Py 円盤に対して全く同じ測定回路を用意した。さらにそれぞれの円盤に流す電流の反射波をオシロスコープで読み込むことで、左右二つの電流に任意の位相差 Δ をつけられるようにしている。2.3.3 で紹介した先行研究と同様に、近接した二つの磁気渦円盤のうち一方の磁気渦を、スピントランスファー・トルクによって TM を励起させると、円盤間の静磁結合を介して、他方の磁気渦が間接的に励起する。本研究では、右側の磁気渦に TM を励起する程度の電流 I_R を流し、さらに左側の磁気渦にも励起に直接影響を与えない程度の微弱の電流 I_L を流した。このとき、 I_R と I_L には任意の位相差 Δ が付けられる。また予備実験として図 4.1(b)にあるように、0.5 mA 以下の交流電流を印加しても磁気渦の TM を励起しないことを確認している。

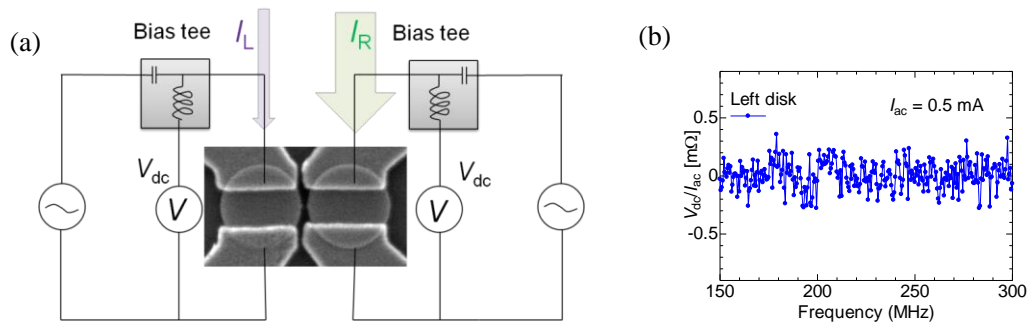


図 4.1 : (a) 2 隣接した磁気渦対の連成運動を検出するための測定回路図。 (b) 左磁気渦のみに 0.5 mA の交流電流を流したときの DC スペクトル。図 2.8 と異なり、この電流以下では磁気渦の励起が観測されないことを確認した。

4.3 実験結果

4.3.1 静磁結合に伴う磁気渦励起の伝播の観測

図 4.2(a)-(c)には、 $\Delta = 0, \pi$ に保った状態で、左右の磁気渦の DC 電圧の周波数依存を調べた結果を示す。図 4.2(a)-(c)では異なるポラリティ・カイラリティの状態に対して測定を行っているが、本実験では全く同一の磁気渦円盤対を用いた。ポラリティ・カイラリティの組み合わせは、面内磁場による初期磁化過程（図 2.4 及び 3.2.1 節を参照）を繰り返すことで、ランダムに変えることができる。ポラリティ・カイラリティの組み合わせは、ポラリティに関しては図 2.8 の先行研究にあるように励起のスプリット幅から、またカイラリティに関しては図 3.7 にあるように面内磁場依存性を調べる事で同定した。

まず $I_R = 2.7 \text{ mA}$ の交流電流を右側の磁気渦のみに流した場合、212 MHz と 240 MHz に励起ピークが観測された。この結果は先行研究とほぼ一致しており、表面磁極を介して 2 つの磁気渦が相互作用し、準位がちょうど 2 原子分子の結合性・反結合性軌道に対応するように、低周波モードと高周波モードに分裂している。さらに右側の磁気渦で観測されたピーク位置は、図 4.2(a)-(c)の下図にあるように、左側に微弱電流 $I_L = 0.5 \text{ mA}$ を印加しても変化しなかった。一方、左側の磁気渦には TM を励起しない程度の電流しか流していないにも関わらず、右側の磁気渦で観測された共鳴周波数と同じ周波数で、ピークとディップの二つの電圧変化が観測された。

ここでは話を簡単にするため、図 4.2(a)の $p_1 p_2 = -1$ 、 $c_1 c_2 = 1$ の状況について説明する。電流位相差 $\Delta = 0$ の場合には、左側の磁気円盤で低周波側にピークが高周波側にディップが観測されている。一方で $\Delta = \pi$ にすると、共鳴周波数のピークとディップの関係が逆転している。この結果は、磁気渦対の同位相モード(in-phase mode)と反位相モード(out-of-phase mode)を考えることで理解することができる。同位相モードでは、互いのコアが同じ位相で回転するため、回転に伴う抵抗振動も同位相であると考えられる。このため観測される電圧変化は、図 4.2(d)に示してあるように $\Delta = 0$ の場合、電流励起側と同じピークとして現れる。また、 $\Delta = \pi$ では反対のディップとして観測される。一方、反位相モードでは、図 4.2(e)にあるように互いのコアが位相差 π をもって回転するため、互いの抵抗振動についても位相差 π をもつ。従って $\Delta = 0$ ではディップ、 $\Delta = \pi$ では逆にピークとして観測される。

次にカイラリティのみを $c_1 c_2 = 1$ から $c_1 c_2 = -1$ に変えた時に得られた共鳴ピークを図 4.2(b)に示す。図 2.7 で見たように、同位相モードが低周波側に来るか高周波側に来るかは 2 つの磁気渦のカイラリティの状態に依存する。 $c_1 c_2 = 1$ では同位相モードは低周波側で観測されたが、 $c_1 c_2 = -1$ では高周波側で観測されており、ピークとディップの関係が図 4.2(a)と全く逆になっている。

さらにポラリティを $p_1 p_2 = -1$ から $p_1 p_2 = 1$ にした時にも上記と全く同じ議論が成り立つ。ただし図 2.8 で見たように、共鳴ピークの分裂幅はポラリティの状態にのみ依存するので、 $p_1 p_2 = 1$ の場合には、図 4.2(c)にあるように低周波側と高周波側の分裂幅が小さくなる。以上のことから、先行研究ではポラリティに依存した 4 つのモードしか同定できていなかったが、本実験で位相差 Δ というこれまでの研究では頭わにならなかったパラメータを制御することで、理論の予測通り合計で 8 つのモードを観測することに成功した。

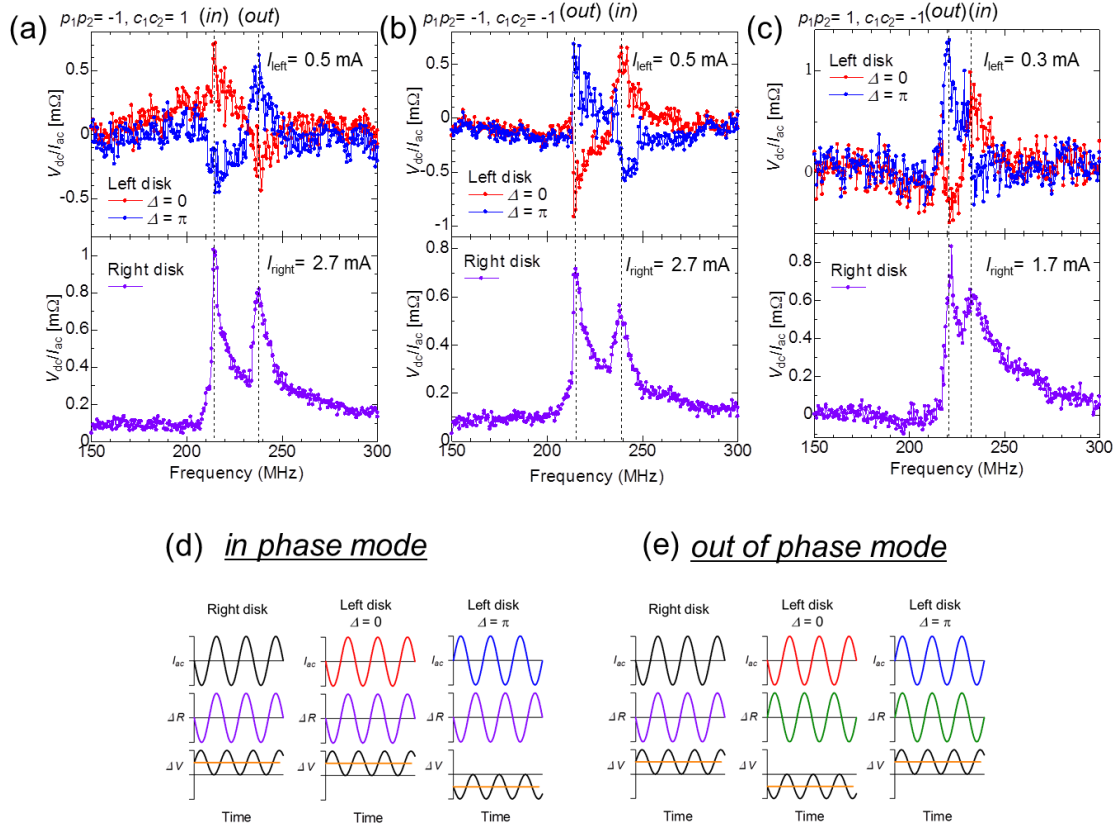


図 4.2 : (a)-(c) 左右の磁気渦円盤の DC スペクトル。右側の磁気渦円盤には、 $I_R = 2.7$ mA、左側の磁気渦円盤には $I_L = 0.5$ mA を流し、オシロスコープで 2 つの交流電流位相差 δ を制御している。赤線は $\Delta = 0$ 、青線は $\Delta = \pi$ を示す。(a): $p_1 p_2 = -1, c_1 c_2 = 1$ 、(b): $p_1 p_2 = -1, c_1 c_2 = -1$ 、(c): $p_1 p_2 = 1, c_1 c_2 = -1$ 。(d), (e) 同位相モードと反位相モードにおける電流、抵抗振動及び DC 電圧の関係の模式図。

4.3.2 磁気渦対の一斉励起による位相モードの選択

4.2.1 では 2 つの隣接した磁気渦対に、大きさの異なる電流を、位相差を制御しながら流すことで、合計 8 つの TM が励起されていることを確認することができた。本節では、前節と全く同じサンプルを用いて、2 つの隣接した磁気渦対に同じ大きさの電流を入れたとき、位相差に応じてどのようなモードが観測されるかを調べた。これは過去の研究にもあるように^{33,37}、ある閾値電流を超えると、2 つの磁気渦が強制的に同じ運動をする、phase-lock 状態が起きることを期待して行った。

左右の磁気渦円盤に 1.4 mA の交流電流を流した時に得られた DC スペクトルを図 4.3 に示す。図 4.2 と異なり、ディップの構造はなくなり、片側の共鳴周波数にのみ鋭いピーク構造が観測されている。図 4.3(a)に $p_1 p_2 = -1, c_1 c_2 = 1$ 、電流位相差が $\Delta = 20^\circ$ と $\Delta = 200^\circ$ のときの結果を示す。図 4.2 の時と異なり Δ が $0^\circ, 180^\circ$ からずれているが、この理由については後で触れることにする。 $\Delta = 20^\circ$

のときには左右のどちらの磁気渦円盤でも低周波側に大きなピークを観測し、一方で高周波側にはディップは観測されなかった。また Δ を 180° ずらした $\Delta = 200^\circ$ の時には、高周波側でのみピーク構造を観測した。またカイラリティの状態が反転した $c_1c_2 = -1$ の時には、図 4.3(b)にあるように図 4.3(a)と全く逆のスペクトルが観測されている。以上の結果から、左右両方の磁気渦円盤に強い電流を印加すると、カイラリティと位相差に依存して、同位相モードか反位相モードを選択的に励起することができる。

同位相モードと反位相モードが $\Delta = 0^\circ$ と 180° ではなく少しずれた位相差で観測された理由については、コアと電流の位相のずれ ϕ が生じていると考えられ、原因として電流の誘導磁場によるトルクが考えられる。つまり実際のコア同士の位相差 δ (図 2.7 参照)と注入した電流位相差 Δ は理想的には一致しているはずだが、コアと電流の位相のずれ ϕ が生じると、一般に $\Delta = \delta + \phi$ となる。 δ と ϕ の関係は 4.2.4 節で示すように、左右の磁気円盤に同じ大きさの電流を流した時には重要になってくる。

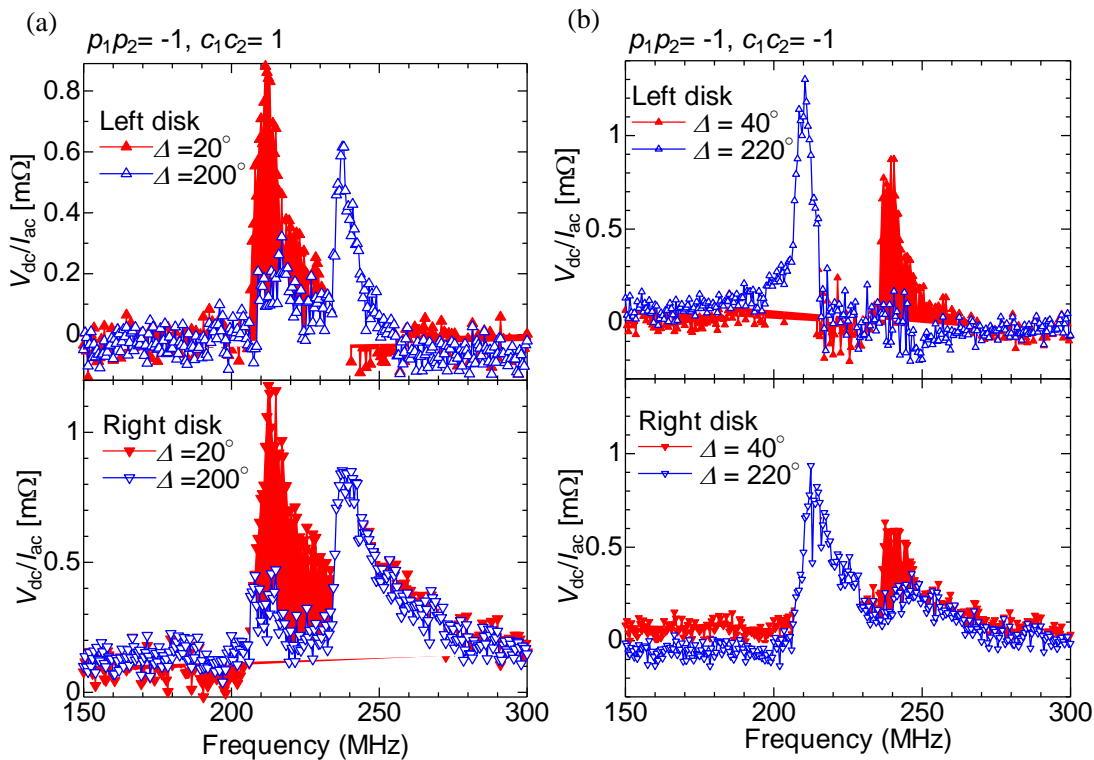


図 4.3: 左右の磁気渦円盤に同じ振幅 $I_L = I_R = 1.4$ mA を流した時の DC スペクトル。(a): $p_1p_2 = -1, c_1c_2 = 1$ 、(b): $p_1p_2 = -1, c_1c_2 = -1$ 。

さらに詳細な知見を得るために、マイクロマネティクス・シミュレーションによる計算も行った。図 4.4(a)には片側励起時と一斉励起時におけるコアの定常歳差半径の周波数依存性を調べた結果を示す。片側励起では共鳴準位が p_1p_2 の組み合わせに依存してそれぞれ 2 つ、合計 4 つ存在するのに対して、一斉励起では位相差 $\Delta = 0^\circ$ と 180° をつけることで、4 つの準位を選択的に励起できることが分かる。この計算結果は実験結果を支持している。また片側励起に比べ、コアの回転半径は、およそ 1.7 倍程度増加している。

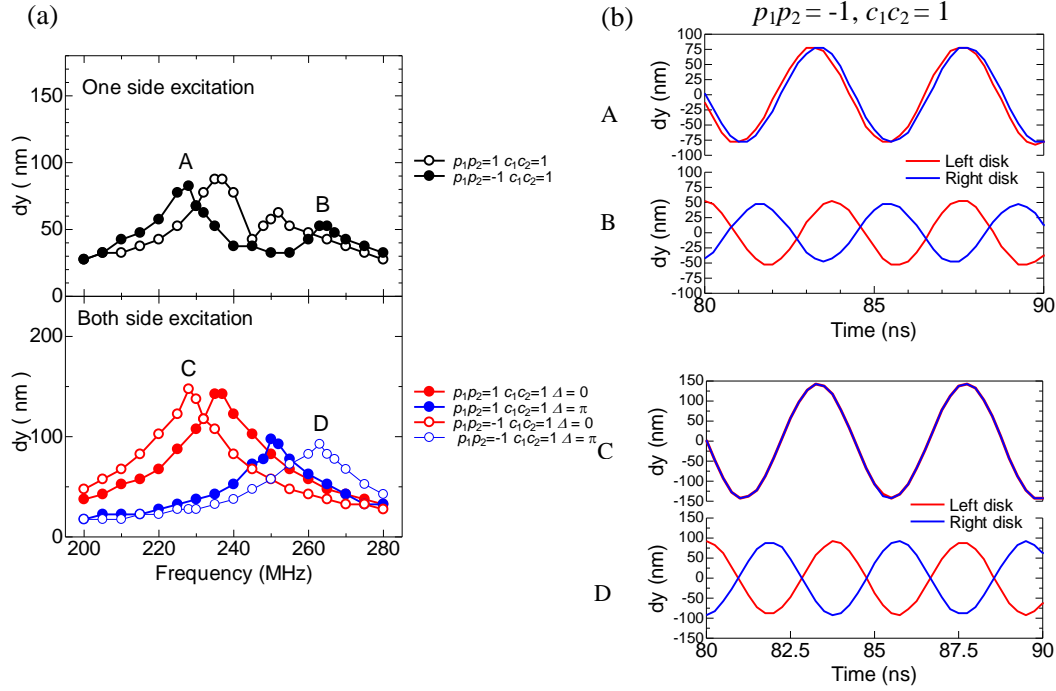


図 4.4 : $L/R = (500, 30)$, $D = 75$ nm における数値計算の結果 (a):片側励起($I_L, I_R = 0$)、一斉励起($I_L = I_R$)における定常回転半径の周波数特性。 (b):左右のコアの位置 dy の共鳴モードにおける時間発展。

各コア同士の位相差については、図 4.4(b)の結果より、一斉励起では、片側励起に比べ電流の駆動力を受けることで、コアの位相はほぼ完全に $0, \pi$ でまわっている。また、高周波側に比べて低周波側の方の軌道半径が大きい。これは低周波側の結合モードでは、静磁エネルギーが下がっていること、また高周波側の反結合モードでは、静磁エネルギーが上がっていることを示している。単磁気渦と磁気渦対の結合、反結合モード励起時のコアの定常歳差半径を比較した結果では、単磁気渦と比較して反結合モード、同位相モードでは 25%ほど軌道の増減していることがわかった。

4.3.3 DC スペクトルの数値的解析

この節では、これまで実験で得られた DC スペクトルとの比較を行うため、2.3.2 節で扱った Thiele 方程式を出発点にして、本実験の状況に合うような項を加える。各々のコア($i = 1, 2$)の運動を説明するために、スピントルクやダンピング、非断熱トルク及び表面磁極からの静磁エネルギーを加味した Thiele 方程式で記述すると以下ようになる。

$$G \times (u_i - \dot{r}_i) = -\frac{\delta U(r)_i}{\delta r} - \alpha D \dot{r}_i + \beta D u_i \quad (4.1)$$

左辺第一項と右辺第三項はスピントルク項となり、 α が Gilbert ダンピング定数、 β が非断熱係数を示す。

電流との相互作用項は、

$$u_i = \frac{\mu_B J_i P}{e M_S} \quad (4.2)$$

となる。ダンピングテンソル D は、コア半径 R_C を用いて、

$$D = G_0 \left(1 + \frac{1}{2} \ln \frac{R}{R_C} \right) \quad (4.3)$$

となる。今、それぞれの磁気渦に流す交流電流によるコアの駆動力を、

$$u_1(t) = u_1 \exp(i\omega t) \quad (4.4)$$

$$u_2(t) = u_2 \exp(i(\omega t - \Delta)) \quad (4.5)$$

と定義する。 Δ は 2 つの電流間の位相差を表す。

ポテンシャル $U(r)_i$ に関して着目すると、磁気渦の平衡位置を原点とした磁気渦コアの位置 $r_i(t) = (x_i(t), y_i(t)) (i = 1, 2)$ に対して、調和振動子型のポテンシャル U_S 、Zeeman エネルギー U_Z 、及び表面磁極による静磁エネルギーの寄与 U_{int} を考える。

$$U(r) = U_S + U_Z + U_{\text{int}} \quad (4.6)$$

$$U_S = \frac{1}{2} k_x x_i^2 + \frac{1}{2} k_y y_i^2 \quad (4.7)$$

$$U_Z = \pi c_i M_s L r_i \mathbf{e}_z (H_x y - H_y x) = \mathbf{q} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{r}) \quad (4.8)$$

$$\mathbf{q} = \pi M_s L r_i \mathbf{e}_z \quad (4.9)$$

$$U_{\text{int}} = \frac{c_1 c_2}{R^2} (\eta_x x_1 x_2 - \eta_y y_1 y_2) + O(|r/R^3|) \quad (4.10)$$

ここで $\eta_{x,y}$ は、それぞれの方向への静磁結合強度を表す。

$$\eta_x = \frac{\mu_0 M_s^2 R^3}{8\pi} \int \frac{dz_1 dz_2 d\phi_1 d\phi_2 \sin \phi_1 \sin \phi_2}{\sqrt{(2+d)^2 + 2(2+d)(\cos \phi_2 - \cos \phi_1) + 2s^2 \cos \phi_2 - \phi_1 + (z_2 - z_1)^2}} \quad (4.11)$$

$$\eta_y = -\frac{\mu_0 M_s^2 R^3}{8\pi} \int \frac{dz_1 dz_2 d\phi_1 d\phi_2 \sin \phi_1 \sin \phi_2}{\sqrt{(2+d)^2 + 2(2+d)(\cos \phi_2 - \cos \phi_1) + 2s^2 \cos \phi_2 - \phi_1 + (z_2 - z_1)^2}} \quad (4.12)$$

また電流による誘導磁場 H_i を以下のように定義した。

$$\mathbf{H}_i \propto L R j_i \mathbf{e}_x \quad (4.13)$$

ここで定義した H_i がこの後で見えるように、磁気渦コアと電流の位相差 φ_i の要因となる。

このとき、電流に同期した磁気渦のコアの回転は、以下のように表せる。

$$x_1(t) = X_1 \exp(i(\omega t - \varphi_1)) \quad (4.14)$$

$$y_1(t) = Y_1 \exp(i(\omega t - \varphi_1)) \quad (4.15)$$

$$x_2(t) = X_2 \exp(i(\omega t - \varphi_2 - \Delta)) \quad (4.16)$$

$$y_2(t) = Y_2 \exp(i(\omega t - \varphi_2 - \Delta)) \quad (4.17)$$

φ_i はコアと電流の位相のずれ、 X_i 、 Y_i は定常歳差時のコアの回転振幅を示す。

よって、それぞれの磁気渦のコアの運動は、以下のように表現できる。

$$\begin{pmatrix} (k_x + i\alpha\omega D) \exp(-i\varphi_1) & -i\omega P_1 G_0 \exp(-i\varphi_1) & c_1 c_2 \eta_x / R^2 \exp[-i(\Delta + \varphi_2)] & 0 \\ i\omega P_1 G_0 \exp(-i\varphi_1) & (k_y + i\alpha\omega D) \exp(-i\varphi_1) & 0 & -c_1 c_2 \eta_y / R^2 \exp[-i(\Delta + \varphi_2)] \\ c_1 c_2 \eta_x / R^2 \exp(-i\varphi_1) & 0 & (k_x + i\alpha\omega D) \exp[-i(\Delta + \varphi_2)] & -i\omega P_2 G_0 \exp[-i(\Delta + \varphi_2)] \\ 0 & -c_1 c_2 \eta_y / R^2 \exp(-i\varphi_1) & i\omega P_2 G_0 \exp[-i(\Delta + \varphi_2)] & (k_y + i\alpha\omega D) \exp[-i(\Delta + \varphi_2)] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ X_2 \\ Y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -P_1 G_0 u_1 \\ \beta D u_1 - c_1 q H_1 \\ -P_2 G_0 u_2 \exp(-i\Delta) \\ (\beta D u_2 - c_2 q H_2) \exp(-i\Delta) \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

この式を解くことで、得られるコアの軌道が得られる。コアの回転に伴う磁化変化から、異方性磁気抵抗効果によって、抵抗振動をコアの回転振幅の電流方向への射影として記述できる³⁵。式

(4.18)にはすでにコアと電流の位相差の情報を組みこんでいるため、得られる抵抗変化は Y 方向の実部成分として記述した。

$$\Delta R = C \operatorname{Re}[Y_i] \quad C = \text{const} \quad (4.19)$$

最終的な D.C. 電圧は、

$$V_{dci} = I_{aci} C (\operatorname{Re}[Y_i]) / 2 \quad (4.20)$$

となる。以下に、解析時に用いたパラメータを記載する。

飽和磁化: M_s	1 [T]
ポテンシャル勾配: $k_{x,y}$	$4\pi \times 10^{-4}$ [J/m ²]
磁気回転比: γ	1.70×10^{11} [A/m · S]
ダンピング定数: α	0.0064
非断熱係数: β	2α
スピン偏極率: P	0.4
静磁結合の強度: (η_x, η_y)	$(0.81, 2.86) \times 10^{-17}$ [J]

4.3.4 片側励起と一斉励起における Δ 依存性

前節で実験結果を説明するために必要な理論的背景を説明したので、この節では 4.2.1(片側励起による静磁結合の伝播)と 4.2.2 節(強電流を用いた磁気渦対の一斉励起)で得られた実験結果と 4.2.3 節で紹介した理論を用いて得られる計算結果を比較する。

まず 4.2.1 節で得られた片側励起による磁気渦運動の伝播について議論する。図 4.5(a)-(c)に、2つの磁気渦対に流した交流電流の周波数とその電流位相差 Δ を連続的に変化させた時に左側円盤で観測されたスペクトルのカラープロットを示す。このときに左右の磁気渦対に流した交流電流は、 $I_L = 0.5$ mA、 $I_R = 2.7$ mA である。磁気渦対が $p_1 p_2 = -1$ 、 $c_1 c_2 = 1$ のとき(図 4.5(a))、 $\Delta = 0^\circ$ 付近では低周波数側(218 MHz 付近)にピーク、高周波数側(240 MHz 付近)にディップが観測され、 Δ を連続的に変化させると $\Delta = 180^\circ$ 付近でピークとディップの関係が逆転している。また、 $c_1 c_2 = -1$ に変えた場合(図 4.5(b))には、ディップとピークの関係が $c_1 c_2 = 1$ のときと逆転している。一方、 $p_1 p_2 = 1$ の場合(図 4.5(c))では、共鳴周波数の間隔が狭まっているだけで、ディップとピークの関係はポラリティには依存していない。上記の実験結果は図 4.5(d)-(f)に示した Thiele 方程式に基づく計算結果でも非常によく再現出来ている。

ここまでは、コアの回転位相と交流電流の位相の差 φ は 0° 、つまり $\Delta = \delta$ としてきた。実際、片側の磁気渦を励起させてその伝播を観測する実験では、この仮定はそれほど悪くはない。なぜなら、磁気渦コアの位相差 δ は本質的に同位相モードの 0° と反位相モードの 180° の 2 つの値しか取れず、電流位相差 Δ もそれに近い値にしてきたからである。しかし、本実験では電流位相差 Δ を任

意に変わることができ、 Δ が 0° や 180° から離れている場合には、明らかに共鳴条件を満たしておらず、この場合には必ずしも $\varphi = 0^\circ$ は成り立たず、むしろ電流位相差の項を φ に押し付けた方がよい。特にこの実験の状況では、左側円盤には微弱な電流しか流れていない。一方で磁気渦コアは、右側の強電流で強制的に励起させられているため、左側の磁気渦コアの運動と電流位相との相関はほぼないと考えられる。従って Δ で発生した位相差を φ に押し付けても構わない。

図 4.6(a)に、単一磁気渦において、コアと電流の位相差 φ を変化させたときに期待される DC ス

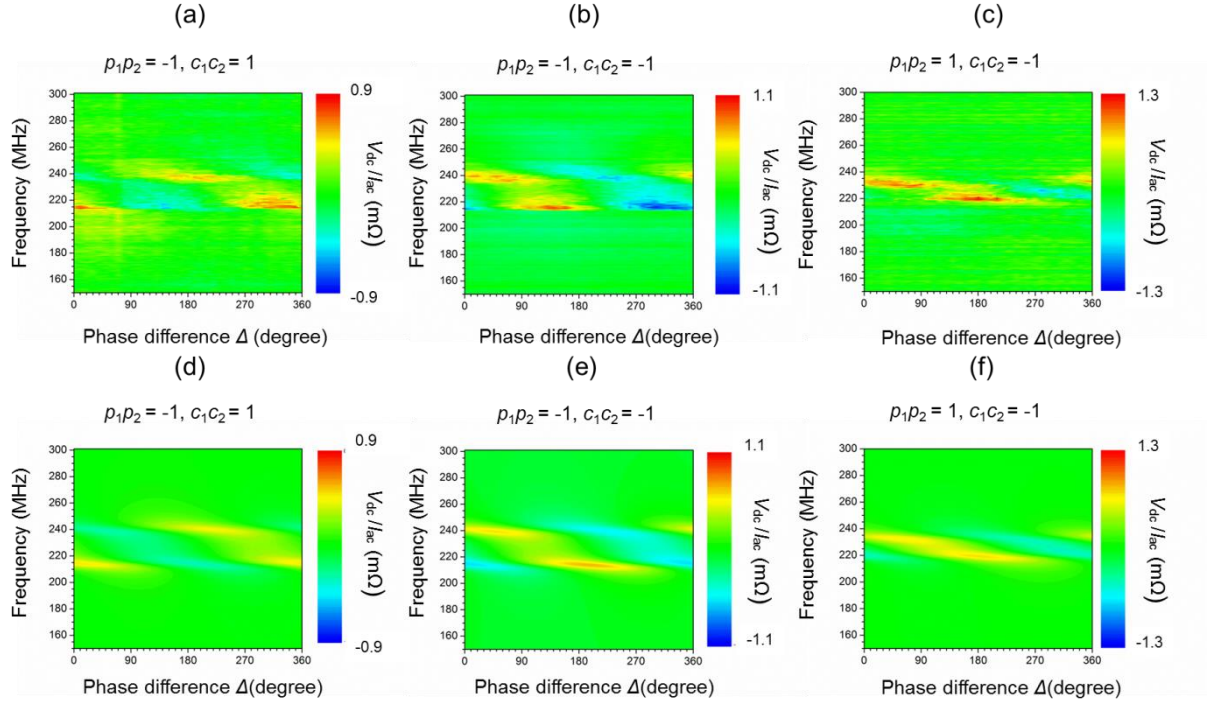


図 4.5: 右側磁気円盤に強電流を流した時に、左側磁気円盤で観測された DC スペクトルの Δ 依存。(a)-(c): 実験結果。(d)-(f): 計算結果。

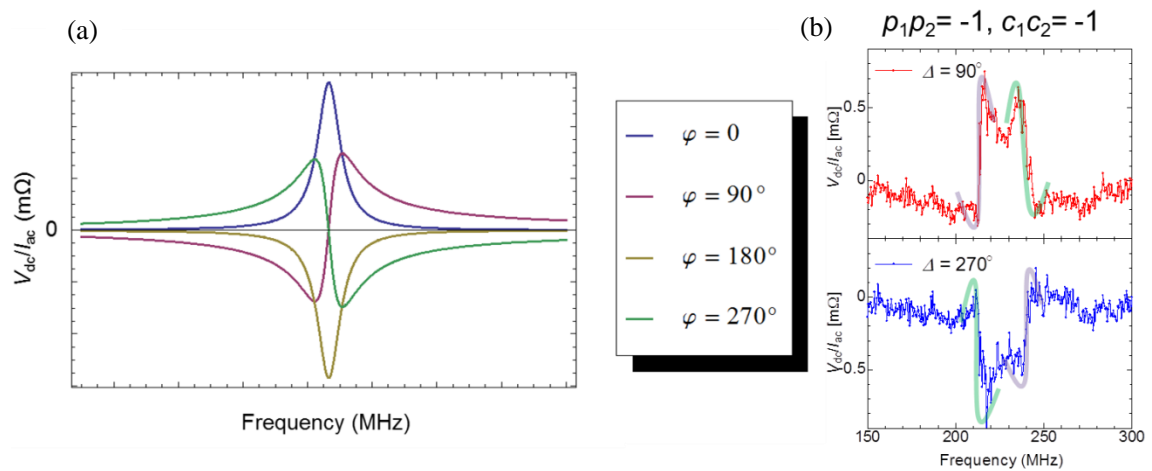


図 4.6: (a) 単一磁気渦におけるコアと電流の位相差 φ を変化させたときに期待される DC スペクトルの計算結果。(b) $\Delta = 90^\circ$ と 270° で観測された左側磁気渦の DC スペクトル。

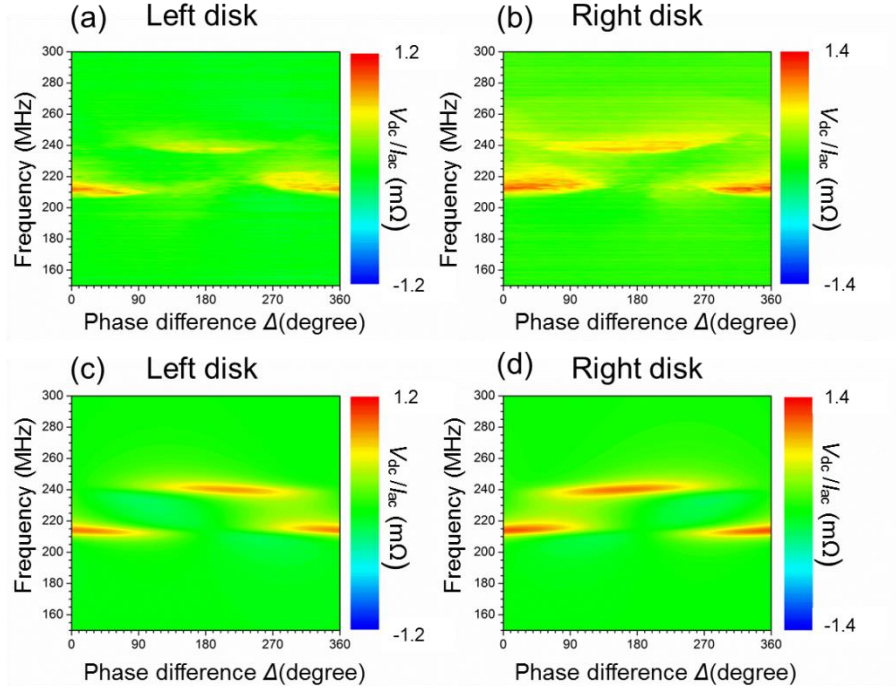
ペクトルの計算結果を示す。 $\varphi = 0^\circ$ や 180° の時には、単一のピークが期待されるが、 $\varphi = 90^\circ$ や 270° のときには、共鳴ピークの形が崩れて、分裂した形となる。図 4.6(b)に、磁気渦対 $p_1 p_2 = -1$, $c_1 c_2 = -1$ で右側円盤を励起した時に左側円盤で観測された $\Delta = 90^\circ$ と 270° の DC スペクトルを示す。この時のスペクトルは、上述したように φ の値を 0° ではなく、有限にすることで説明できる。 $\Delta = 90^\circ$ の場合、同位相モード($\delta = 0^\circ$)励起時には、 $\varphi = \Delta - \delta = 90^\circ$ 、反位相モード($\delta = 180^\circ$)励起時には、 $\varphi = \Delta - \delta = -90^\circ$ (もしくは 270°) となる。従って、反位相モード($\delta = 180^\circ$)による低周波側のピークは単一磁気渦の $\varphi = 270^\circ$ の形で、同位相モード($\delta = 0^\circ$)による高周波側のピークは $\varphi = 90^\circ$ で上手く説明できる。一方、 $\Delta = 270^\circ$ の場合には、上記の関係が逆になるはずで、実際に関係を逆にすることで定性的に説明できている。従って、コアの回転位相と交流電流の位相の差 φ は、電流位相差 Δ が任意の値になると無視できず、スペクトルの形状に重要な役割を果たすことが分かる。

次に間接励起のときと同様に、一斉励起の場合に対しても電流位相差 Δ を任意に変化させた実験及び計算を行った。図 4.7(a), (b), (e), (f) に、2 つの磁気渦対に流した交流電流の周波数とその電流位相差 Δ を連続的に変化させた時に左右の磁気渦円盤で観測されたスペクトルのカラープロットを示す。図 4.5 と異なり、この時には左右共に $I_L = I_R = 1.4 \text{ mA}$ という磁気渦を励起させるだけの電流を流している。この実験では図 4.5 にあったようなディップは観測されず、低周波側か高周波側かにピークが観測されている。 $p_1 p_2 = -1$, $c_1 c_2 = 1$ の場合(図 4.7(a), (b))には、 $\Delta = 0^\circ$ 付近で低周波側(218 MHz)にピークが、 $\Delta = 180^\circ$ 付近で高周波側(240 MHz)にピークがそれぞれ観測している。またカイラリティが $c_1 c_2 = -1$ の場合(図 4.7(e), (f))には、上記の関係が逆転している。また実験で得られた振舞いは、図 4.5 のときと同様に Thiele 方程式で得られた計算結果で定性的に再現出来ている。

さらに実験では Δ の値を、間接励起時と同様に任意に変えることができる。しかし一斉励起の場合には、前述の間接励起の状況と少し異なる。間接励起の場合、静磁結合で伝播した左磁気円盤のコアの運動と、左磁気円盤を流れる微弱な電流の位相との相関はほぼないと考えて差し支えなかった。そのため、任意の電流位相差 Δ は、コアと電流の位相差 φ に押し付けることが。しかし一斉励起の場合には、左右の磁気円盤のコアの運動と電流の位相差には明らかに相関がある。従って、上記のような議論は成立しない。

そこで、以下のようなことを考える。まず、左右の磁気円盤に電流位相差は $\Delta = 90^\circ$ をつけた電流を流すことを考える。つまり $I_R = I_0 \sin(2\pi f t)$ 、 $I_L = I_0 \sin(2\pi f t - \pi/2)$ を仮定する。さらに f が同位相モード $\delta = 0^\circ$ を励起するような共鳴周波数にセットしてあるとする。コアの抵抗振動成分は左右ともに $\Delta R_R = \Delta R_L = R_0 \sin(2\pi f t - \pi/4)$ と記述できたとする。このとき、コアと電流の位相差は左右の磁気渦で異なっており、右側では $\varphi_R = 45^\circ$ 、左側では $\varphi_L = -45^\circ$ となる。実は一斉励起の場合には、左右の電流位相差 Δ を、右側と左側の磁気渦コアと電流の位相差 φ_R 、 φ_L にそれぞれ分配することによって説明ができる。これは間接励起時に、電流位相差 Δ を全て φ_L に押し付けた状況とは異なる。上記の仮説が正しいかどうかを調べるために、図 4.8(a)-(b) に一斉励起時に Thiele 方程式から期待される DC スペクトルの Δ 依存性を示す。確かに $\Delta = 0^\circ$ (もしくは 180°) では、左右どちらとも同位相モード(もしくは反位相モード)のみが観測されており、特定のモードのみが選択的に励起されている。一方で、 $\Delta = 90^\circ$ (もしくは 270°) のときには、 0° (もしくは 180°) のときのようなモードロック状態ではなく、2 つのピークが現れており、さらに興味深いことには左右で同じ電流を流してい

$$p_1 p_2 = -1, c_1 c_2 = 1$$



$$p_1 p_2 = -1, c_1 c_2 = -1$$

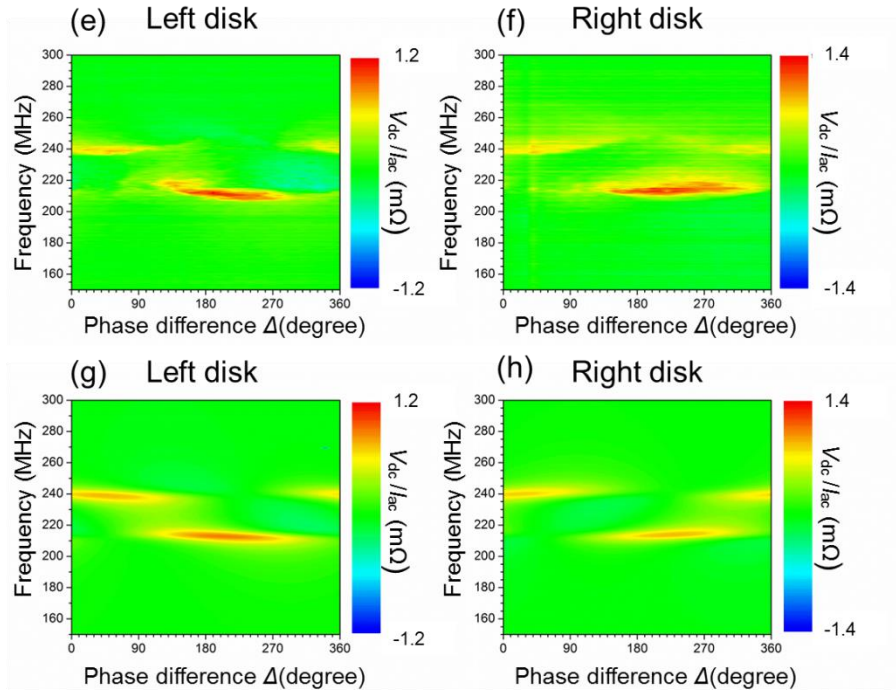


図 4.7 : 左右の磁気円盤に $I_L = I_R = 1.4 \text{ mA}$ の交流電流を流した時に観測された DC スペクトルの Δ 依存。(a), (b), (e), (f): 実験結果。(c), (d), (g), (h): 計算結果。

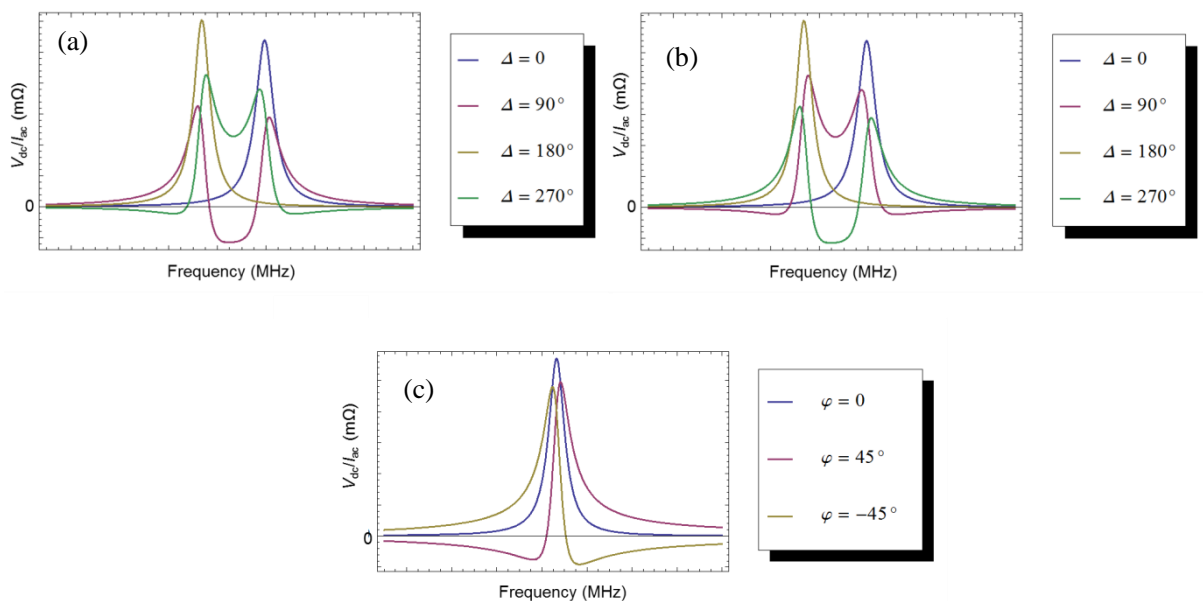


図 4.8 : (a)-(b) 一斉励起時における左側(a)及び右側(b)の磁気渦の DC スペクトルの計算結果。図は $p_1 p_2 = -1$, $c_1 c_2 = 1$ を仮定し、異なる電流位相差 $\Delta (= 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ)$ で計算を行っている。この時の同位相モードは低周波側に、反位相モードは高周波側になる。(c) 単一磁気渦におけるコアと電流の位相差 φ を変化させたときに期待される DC スペクトルの計算結果。

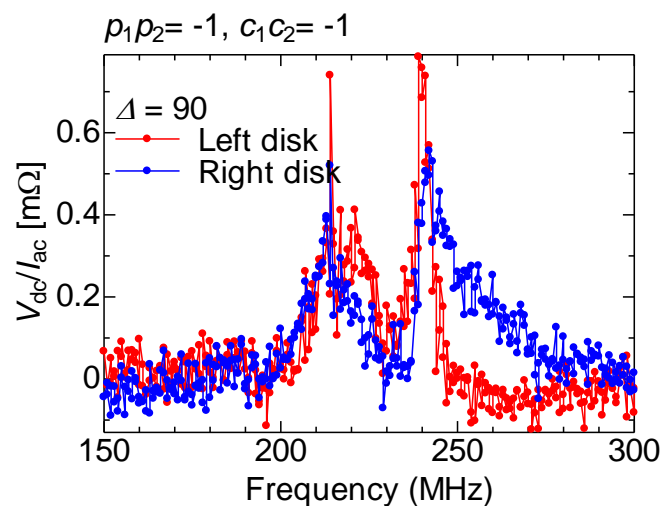


図 4.9 : $p_1 p_2 = -1$, $c_1 c_2 = -1$ の磁気渦対で観測された DC スペクトル。赤線は左側円盤、青線は右側円盤で得られた結果。電流位相差 Δ は常に 90° に保たれている。

るにも関わらず、観測される DC スペクトルの共鳴値、及びその形状が異なることを示唆している。例えば $\Delta = 90^\circ$ の場合、同位相モード ($\delta = 0^\circ$) 励起時は、左側円盤で $\varphi = -45^\circ$ 、右側円盤で $\varphi = 45^\circ$ となっていると考えられ、実際に低周波側のピークの形状はそれぞれ単一磁気渦の $\varphi = -45^\circ$ と $\varphi = 45^\circ$ の形に類似している(図 4.8(c))。また $\Delta = 90^\circ$ の場合の反位相モード ($\delta = 180^\circ$) 励起時や $\Delta = 270^\circ$ の場合も上記の議論で全て説明が可能である。さらに上記の議論をより確かなものにするために、 $p_1 p_2 = -1$, $c_1 c_2 = -1$ のときの $\Delta = 90^\circ$ における左右の DC スペクトルを図 4.9 に示す。同じ電流を加えているにも関わらず左右のスペクトルは形状及び共鳴周波数も異なっており、図 4.8(a)-(b)に示しているグラフと定性的に非常によく一致している。以上のことから、2 隣接の磁気渦対の運動のほとんどが、Thiele 方程式で定性的に示せることが分かった。

第五章

まとめ

5.1 研究総括

本研究では、静磁結合した2隣接磁気渦対に、位相差を付けた交流電流を印加することで、トランスレーショナル・モード励起時におけるコアの運動を、ホモダイン検波による電氣的測定法によって調べた。

1. リフトオフ法によって、磁気渦を内包するPy円盤の作製を行った。円盤を過去の先行研究と同様のアスペクト(R, L) = (500 nm, 30 nm)にすることで磁気渦構造が安定化することを確認した。またPy円盤を100 nm程度まで近づけた時、表面磁極の効果により、2つの磁気渦円盤は静磁結合する。特に、片側の磁気円盤のみにトランスレーショナル・モードを励起する交流電流を流した場合、2つの磁気円盤のポラリティの組み合わせ($p_1 p_2 = 1, -1$)により、合計4つの共鳴準位が観測されることが先行研究で指摘されていたが、この結果を再現することができた。
2. 先行研究では解明されていなかった、カイラリティとコア運動の位相差との関係を明らかにするために、他方の磁気円盤にトランスレーショナル・モードを励起しない程度の弱電流を流し、2つの電流の位相差を制御しながら実験を行った結果、4つの共鳴準位はさらに位相差($0, \pi$)とカイラリティの組み合わせ($c_1 c_2 = 1, -1$)にも依存することを実験的に確かめ、合計で8つの異なる状態が存在することを実験的に明らかにした。
3. 上記と全く同じ磁気渦円盤を用いて、2つの磁気円盤にトランスレーショナル・モードを励起する程度の電流を、位相差を制御しながら流した。その結果、特定のモードだけが選択的に励起されるモードロック状態が観測され、選択されるモードは、位相差($0, \pi$)とカイラリティの組み合わせ($c_1 c_2 = 1, -1$)にも依存することを実験的に確かめた。
4. 上記の実験結果を説明するために、LLG方程式から導出されるThiele方程式を用いて数値計算を行った。その結果、実験的に得られた間接励起時および一斉励起時の共鳴スペクト

ルを説明することができた。さらに Thiele 方程式から得られた結果を見ると、2 つの磁気渦対のコア運動の位相差 δ は、一般に磁気渦対を流す電流位相差 Δ とは異なり、さらにコアの運動と交流電流との位相差 ϕ を考えなければならないことを示唆しており、実際に ϕ を導入することで、実験で得られた全ての共鳴スペクトルを矛盾なく説明することができた。

本研究により、これまでの先行研究では明らかになっていなかったコア振動の位相差 δ を考える必要があること、さらにはコア振動の位相差 δ は、単純に流す電流の位相差 Δ では決まらず、特に共鳴状態を満たしていない任意の位相差の場合には、コア振動と電流の位相差 ϕ という新たな自由度を考える必要があることが分かった。

5.2 今後の展望

本研究では、静磁結合した磁気渦の TM におけるコアの相対位相について、電流を用いた実験で調べた。今後、同様の実験で系の拡大を図ることも期待される。特に本実験では、ただ磁気渦を励起させるだけでなく、間接励起測定では磁気渦の励起を観測するセンサーの役割や、一斉励起では励起モードを任意に操作させている。電流磁化反転³⁶といったポラリティの制御も加われば、磁気渦格子系において、任意に静磁結合を変調させるといった磁気人工格子も実現させることができるかもしれない。

参考文献

- [1] M. N. Baibich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 21.
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B **39** (1989) 7.
- [3] 猪俣浩一郎, スピンエレクトロニクス基礎と最前線 (シーエムシー出版、2004).
- [4] L. Landau, and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet union **8** (1935) 153.
- [5] E. Lifshitz, J. Phys. USSR **8** (1944) 337.
- [6] C. Kittel, Phys. Rev. **80** (1950) 918.
- [7] L. Berger, J. Appl. Phys. **55** (1984) 1954.
- [8] J. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159** (1996) L1-L7.
- [9] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2271.
- [10] M. Johnson, and R. H. Silsbee, Phys. Rev. B **37** (1988) 5312.
- [11] S. Zhang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 236601.
- [12] L. Berger, J. Appl. Phys. **49** (1978) 2156.
- [13] A. Yamaguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 077205.
- [14] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, and H. Ohno, Nature **428** (2004) 539.
- [15] E. B. Myers *et al.*, Science **285** (1999) 867.
- [16] Y. Jiang *et al.*, Nat. Mater. **3** (2004) 361.
- [17] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, Science **289** (2000) 930.
- [18] A. Wachowiak *et al.*, Science **298** (2002) 577.
- [19] N. Kikuchi *et al.*, IEEE Trans. Magn. **37** (2001) 2082.
- [20] W. Scholz *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **266** (2003) 155.
- [21] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, Phys. Rev. B **65** (2001) 024414.
- [22] S. -B. Choe *et al.*, Science **304** (2004) 420.
- [23] V. Novosad *et al.*, Phys. Rev. B **72** (2005) 024455.
- [24] K. Y. Guslienko, and K. Metlov, Phys. Rev. B **63** (2001) 100403.
- [25] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, Appl. Phys. Lett. **78** (2001) 3848.
- [26] S. Savel'ev, and F. Nori, Phys. Rev. B **70** (2004) 214415.
- [27] K. L. Metlov, and K. Y. Guslienko, J. Magn. Magn. Mater. **242** (2002) 1015.
- [28] K. S. Buchanan *et al.*, Nat. Phys. **1** (2005) 172.
- [29] J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani, Phys. Rev. B **67** (2003) 224404.
- [30] J. Shibata, and Y. Otani, Phys. Rev. B **70** (2004) 012404.
- [31] Y. A. Galkin, B. A. Ivanov, and C. E. Zaspel, Phys. Rev. B **74** (2006) 144419.
- [32] S. Sugimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 197203.
- [33] S. Sugimoto *et al.*, IEEE Trans. Magn. **47** (2011) 2951-2953.

- [34] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, and T. Ono, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 107204.
- [35] R. Moriya *et al.*, Nat. Phys. **4** (2008) 368.
- [36] K. Yamada *et al.*, Nat. Mater. **6** (2007) 270.
- [37] A. Ruotolo *et al.*, Nature Nanotech. **4** (2009) 528

謝辞

本研究を行うにあたり、ご指導いただきました大谷義近教授、及び新見康洋助教授に心より感謝します。

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基幹研究所量子ナノ磁性研究チームの研究員の方々及び、S.N. Bose National Centre for Basic Science のAnjan Berman 准教授には、多くの助言を頂きました。深く御礼申し上げます。

物質・材料研究機構の葛西伸哉主任研究員には、測定手法のきっかけとなるアイデアをいただきました。深く御礼申し上げます。

試料作製において、物性研究所の家泰弘教授、勝本信吾教授には、電子線描画および電子顕微鏡を使用させていただきました。感謝いたします。

秘書である川村順子様と石鍋道子様には、学会の手続き関連で大変お世話になりました。また、新領域創成科学研究科物資系専攻事務の丹由紀子様には、事務手続き等で大変お世話になりました。ありがとうございます。

そして、大谷研究室の先輩、後輩の皆様には、研究面と精神面で大変助けていただきました。特に、磁気渦の研究メンバーである杉本様、長谷川様には、多くの面で協力をしてくださりました。心より感謝します。

二年間ありがとうございました。