

博士論文

論文題目 強磁性微小円盤における磁気渦のスピンダイナミクス  
(Spin dynamics of a magnetic vortex in a micro-fabricated  
ferromagnetic disk)

氏 名 長谷川 徳信

博士論文

強磁性微小円盤における  
磁気渦のスピンダイナミクス  
(Spin dynamics of a magnetic vortex  
in a micro-fabricated ferromagnetic disk)

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

博士(科学)

長谷川 徳信

2017年 2月

指導教員： 大谷義近 教授

## 概要

本研究は、微細加工された強磁性体円盤において現れる磁気渦構造のダイナミクスを電気的な検出方法を用いて検証したものである。磁気渦構造においては、その対称性を反映した静磁モードと、磁気渦コアが粒子のように振る舞い旋回運動するトランスレーショナルモードが存在する。本研究では特にトランスレーショナルモードに注目し、複数の磁気渦が静磁結合により連結し集団運動するような結晶的な振る舞いを検証することを目的とした。そのときに重要な役割を果たす静磁相互作用を、磁気渦の持つ自由度であるポラリティ、カイラリティの観点から理解するため、個々の磁気渦に局所的に電流を注入する手法を用いることで、ポラリティやカイラリティを明確に制御、同定した。

実際の研究の概要を以下に示す。

まず、単磁気渦においてスピンプンピング効果及びスピントルクダイオード効果を用いダイナミクスの検出を行った。その結果、スピンプンピングにおいては特に静磁モードが観測されることがわかった。一方でスピントルクダイオードについてはトランスレーショナルモードの検出に有効であることが確認された。この時、従来検出されていた非対称な旋回軌道に伴う共鳴周波数と同周波数で振動する抵抗振動に加え、対称的な旋回軌道による2倍の周波数で振動する抵抗振動も存在することが確かめられた。

次に磁気渦対に系を拡張し、静磁結合により相互作用するコアの運動をスピントルクダイオード効果を用いて検証した。その結果、ポラリティに依存しエネルギー準位が計4つに分裂することが確認された。一方で、カイラリティはコアの旋回位相に寄与し、静磁結合により間接的に励起されたコアの旋回位相を決定していることが分かった。また、非共鳴周波数においてはコアの旋回位相に依存し実効的なダンピング定数が変調されることに起因して、特徴的なエネルギー輸送が起こることが確認された。

最後に系を3つの磁気渦が1列に並んだ磁気渦列に拡張し、その内部において定在波のように3つのコアが連成振動するモードを確認した。加えて、2電流を用いて励起を行うことでその位相差に対応した定在波モードが選択的に励起できることが確認された。



# 目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	従来研究	2
1.3	本研究の目的	4
1.4	本論文の構成	5
第 2 章	基礎理論	7
2.1	強磁性体	7
2.1.1	強磁性体のエネルギーと磁化構造	7
2.1.2	磁化ダイナミクス	8
2.2	電気磁気関連現象	10
2.2.1	異方性磁気抵抗効果	10
2.2.2	スピントランスファートルク	10
2.2.3	スピンポンピング	11
2.3	磁気渦構造	12
2.3.1	基礎	12
2.3.2	励起状態	15
2.3.3	静磁結合	17
第 3 章	実験方法	20
3.1	試料作製	20
3.1.1	リフトオフ法	20
3.1.2	露光	20
3.1.3	真空蒸着及びスパッタリング	21
3.2	測定手法	22
3.2.1	スピントルクダイオード効果	22
3.2.2	高周波回路	23
3.3	LLG マイクロマグネティックシミュレーション	24

第 4 章	単磁気渦スピンダイナミクスの検出	25
4.1	スピンプンピングを用いた静磁モードの検出	25
4.1.1	測定回路	25
4.1.2	実験結果	26
4.1.3	マイクロマグネティックス法を用いた解析	28
4.1.4	整流電圧の評価	31
4.1.5	TM によるスピンプンピング	32
4.2	スピントルクダイオードを用いた TM の検出	34
4.2.1	抵抗振動	34
4.2.2	測定回路	35
4.2.3	dc 電圧スペクトル	36
4.2.4	本章の小括	38
第 5 章	磁気渦対における TM	39
5.1	磁気渦対における共鳴周波数	39
5.2	カイラリティに依存した旋回の位相反転	42
5.3	非共鳴周波数でのエネルギー輸送	44
5.3.1	本章の小括	50
第 6 章	3 連磁気渦列	52
6.1	測定回路	52
6.2	3 連磁気渦列における共鳴周波数	53
6.3	定在波モードの観測	54
6.4	2 電流を用いた選択的励起	55
6.5	Thiele 式を用いた解析計算	57
6.5.1	本章の小括	59
第 7 章	結論	61
7.1	本研究の総括	61
7.2	今後の展望	62
付録 A	磁気渦に関する付加情報	64
A.1	磁気渦構造の安定	64
A.2	ポラリティ、カイラリティの制御と同定	66
A.3	エルステッド磁場と STT の寄与	68
付録 B	実験手法に関する付加情報	70
B.1	注入電流の見積もり	70

B.2	ac 電流の位相 . . . . .	70
B.3	スピンプンにおける電圧信号の分布 . . . . .	71
B.4	サンプル作成プロセス . . . . .	73





# 第 1 章

## はじめに

### 1.1 本研究の背景

強磁性体中では、励起状態として主に GHz 帯にスピン波と呼ばれる、スピンの位相差を持ちながら歳差運動し波動として伝播するモードがある。スピン波の物理に関する研究は非常に古いが、近年ではフェリ磁性絶縁体である YIG(Yttrium Iron Garnet) 中のスピン波によって電気的な情報を伝達可能である<sup>1</sup> など、新しい情報伝達的手段として注目されている<sup>2,3</sup> 一方、その波としての性質を活かし周波数デザインを可能にするマグノニック結晶とよばれる周期構造を持つ磁気人工格子が注目されている。人工格子系の研究としてはフォトニック結晶<sup>4</sup> が非常に有名で、誘電体の周期構造を用いて、バンドギャップの導入、不純物準位からの発光、また導波路等の研究が進んでおり<sup>5</sup>、同様の振る舞いがマイクロ波領域のスピン波においても実現可能であることが期待される。マグノニック結晶は、積層構造<sup>6</sup> や周期構造<sup>7</sup> を持ったものが提案されており、スピン波の分散関係にバンドギャップを導入することが可能であることが示されている。加えて、ある強磁性体単位要素の配列において、各要素が静磁結合によって結合し全体が連成振動するモードを活用するマグノニック結晶においても研究が進んでいる<sup>8-10</sup>。更に近年、磁気渦構造と呼ばれる磁化構造を要素に持つ新たなマグノニック結晶が提案された<sup>16</sup>。磁気渦構造<sup>12,13</sup> とは、強磁性円盤に現れる磁化構造であり、面内磁化の旋回方向を表すカイラリティと、円心の吹き出し磁化を表すポラリティによって特徴づけられ、カイラリティは時計回りか反時計回り、ポラリティは上向き、下向きとそれぞれ独立した 2 つの自由度を持ち、電流や磁場を用いて可逆的に変換することが可能である。また数百 MHz 帯には、磁気渦コアがその形状を保ったままポテンシャル中を旋回する調和振動子のように振る舞うトランスレーショナルモード(TM)<sup>14,15</sup> と呼ばれる励起モードを有する。このトランスレーショナルモードが励起された磁気渦を複数隣接させた場合には、静磁的な相互作用が働くことが予想されており<sup>11</sup>、磁気渦構造を単位構造にもつマグノニック結晶の実現が期待されている。図 1.1 に Shibata らによって計算された磁気渦二次元配列における、コア連成振動の分散関係を示す<sup>16</sup>。図 1.1(a) にある Type I~Type III の 3 種類のポラリティの組み合わせに関して、Thiele 式と呼ばれる準粒子の運動方程式を用い、状態密度(図 1.1(b))、及びバンド構造(図 1.1(c)) を

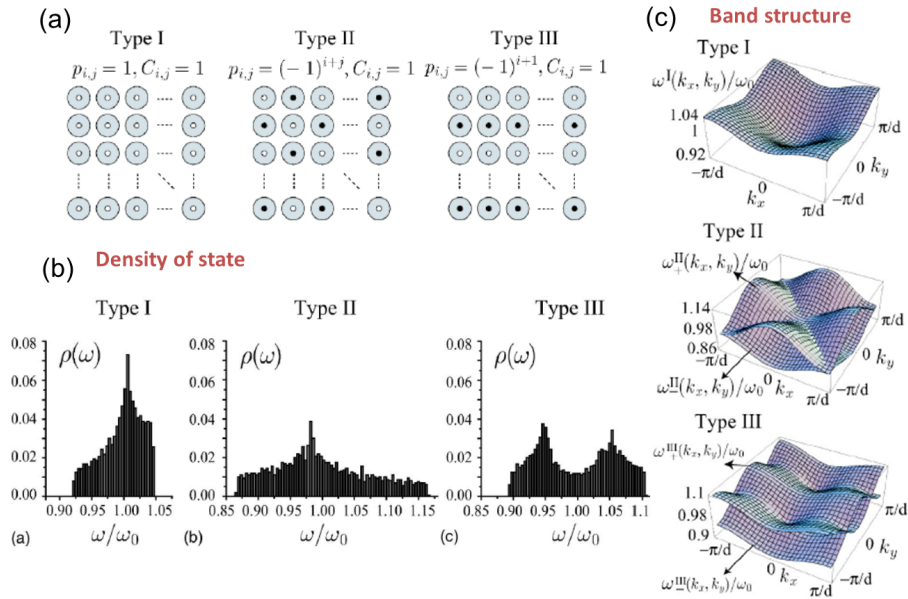


図 1.1.2 次元磁気渦格子における、バンド構造と状態密度の Thiele 方程式に基づく解析計算<sup>11</sup>。  
 ポラリティの組み合わせにより、それぞれの特性が変調される。

計算している。状態密度では、ポラリティに依存し周波数帯域やピークの数などが変化している。またバンド構造を見ると、ポラリティに依存したバンドの分裂が見られる。このように、磁気渦を要素に持つマグノニック結晶においてはポラリティに依存し、可逆的に変調可能な周波数特性を持つことが予想されており、これは他のマグノニック結晶にはない非常にユニークな特徴である。また、Antos らは<sup>17</sup> 大きさの異なる二種類の磁気渦からなるマグノニック結晶において、フォトニック結晶と同様にバンドギャップを持つことを示した (図 1.2)。このバンドギャップの大きさもポラリティによって変調可能であることが想像できる。また、従来のスピン波によるマグノニック結晶と比較し、磁気渦マグノニック結晶は調和振動子がダイポール相互作用で繋がったケースと考えられるため、例えばフォノンなどと比較可能であり、磁性研究のみならず物性研究のモデルケースとなりえる可能性を秘めている。加えて、磁気渦も他の磁性体と同様に GHz 帯には静磁モードを持ち<sup>18,19</sup>、周波数デザインの観点ではより広い周波数帯域をカバーすることが可能である。本論文では、磁気渦構造を要素に持つマグノニック結晶に着目する。

## 1.2 従来研究

磁気渦構造は、古くからその存在が理論的に予想されていたが<sup>20-22</sup>、2000 年に Shinjo らによって磁気力顕微鏡 (Magnetic Force Microscopy: MFM) による観測から磁気渦コアの存在が確認された<sup>12</sup>。また、2003 年以降コアの旋回運動である TM が、磁気光学カー効果<sup>19</sup>、X 線磁気二色性<sup>14</sup> などの光を用いた測定から確認され、更に後年電氣的な手法<sup>15,23</sup> により観測さ

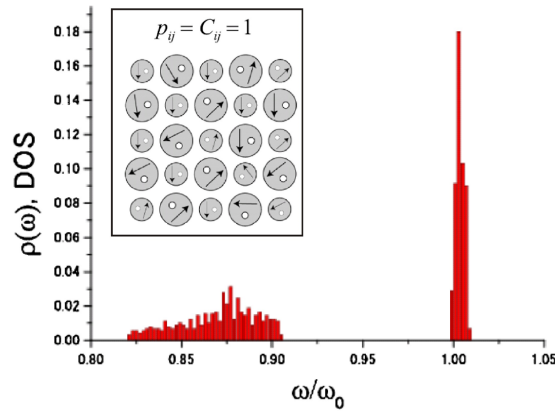


図 1.2. 2 種磁気渦の 2 次元格子における、共鳴周波数 DOS の解析計算<sup>17</sup>。バンドギャップを導入可能であることが示唆される。

れた。電気的な測定手法としては高周波磁場を用いたものと高周波電流を用いた物がある。図 1.3(a) に Novosad らによる<sup>15</sup>、ネットワークアナライザを用い、TM を観測した実験を示す。Novosad らは、コプレーナウェーブガイド上に多数の Py 円盤を作成し、ウェーブガイドに高周波電流を印加することで、それに伴う高周波磁場により TM を励起した。同時に、TM によるマイクロ波の吸収スペクトルを取ることで、TM の周波数でのエネルギー吸収を観測した。この手法では十分な吸収強度を得るためには多数の円盤が必要になる。また図 1.3(b) に、Kasai ら<sup>23</sup> によって行われた磁気渦に直接高周波電流を印加することで TM を観測した実験を示す。Kasai らは Py 円盤に電極を貼り付け高周波電流を印加し、スピントランスファー効果や高周波磁場によって TM を励起し、その運動に伴う異方性磁気抵抗効果による抵抗振動によって整流された電圧を測定した。この手法では、ただひとつの磁気渦のダイナミクスを検出可能であるため、磁気渦のもつ自由度と運動の関係を明確に検出することが可能である。

また、TM に付随する磁気渦構造間の静磁結合は、2003 年に Shibata らによって理論的に予想されていた<sup>11</sup>。実験的に確かめられたのは 2010 年になってからである<sup>24,25</sup>。図 1.4(a) に Vogel らの実験を示す<sup>24</sup>。Vogel らは、先述のネットワークアナライザを用いた透過測定により、多数の Py 円盤が隣接した構造において、TM の共鳴ピーク幅が静磁結合により変調されることを確認した。ただしこのときには、全ての磁気渦のポラリティが平行である状態について調べられた。また図 1.4(b) に Jung らによって行われた実験について示します。Jung らは<sup>25</sup>、X 線磁気二色性を用いた時間空間分解能を持つ透過顕微鏡を用いて、磁気渦対の一方にパルス磁場を印加した場合のコアの運動を測定した。このときには、ポラリティが反平行の場合について調べられた。その結果、両方のコアの運動が観測され、またその時の旋回位相の観点からシミュレーションと一致する結果が得られている。これらの実験に見られるように、TM が静磁結合により変調されることが確認されているが、一方で磁気渦の持つポラリティとカイラリティの自由度との相関が調べられていない現状が見て取れる。

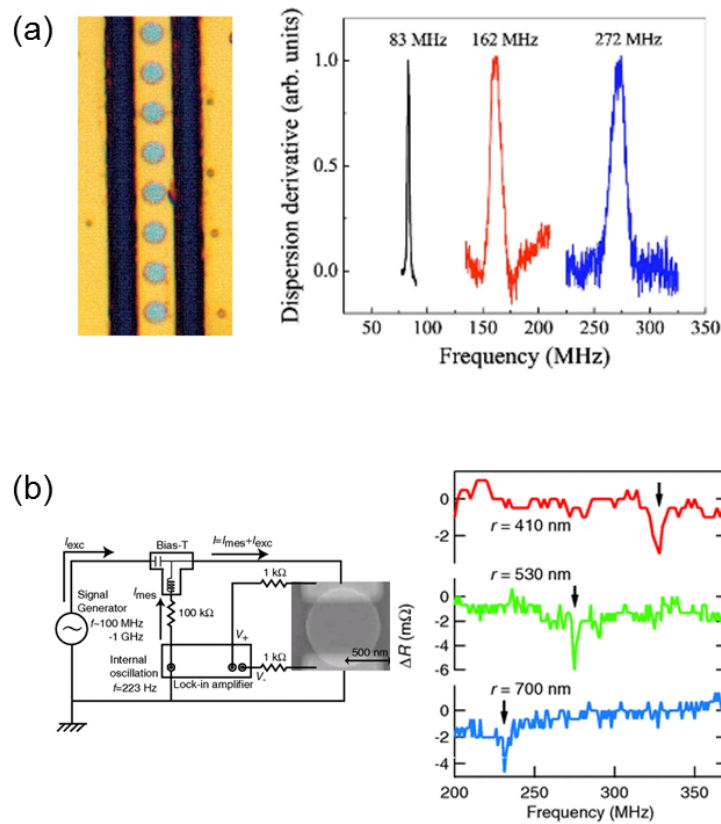


図 1.3. (a) コプレーナウェーブガイドとその上に作成された膜厚  $40$  nm の Py 円盤の顕微鏡像と、ネットワーク・アナライザを用いて測定された、TM の共鳴吸収ピーク<sup>15</sup>。黒、赤、青は、それぞれ円盤半径が  $4$ ,  $2.2$ ,  $1.1$   $\mu\text{m}$ 。(b) 膜厚  $40$  nm の Py 円盤に Cu 電極が取り付けられた構造の走査電子顕微鏡像と測定回路と得られた dc 電圧スペクトル<sup>23</sup>。赤、緑、青は、それぞれ円盤半径が  $410$ ,  $530$ ,  $700$  nm。

### 1.3 本研究の目的

磁気渦マグノニック結晶を実現、理解するためにはその本質である静磁結合を理解することが重要である。本研究を開始する段階では、TM の運動が静磁結合により変調されることは実験的に確認されているものの、磁気渦のもつポラリティとカイラリティの自由度との関連が不明であった。そのため本研究では、その自由度と静磁結合の関連を、最も簡単な結合系である磁気渦対を用いることで明確に解明し、しかる後磁気渦マグノニック結晶における磁気渦のダイナミクスを検証することを目的とした。また、従来研究にあるように、静磁結合とコアの旋回位相には強い相関があることが予想される。そのため、本研究ではコアの旋回位相の観点から、静磁結合の理解を進めた。

実験手法としては、X 線を用いた方法が有力であるものの、大型の装置が必要であり現実とのギャップがあるため、本研究では電気的な測定手法を用いた。従来研究にあるように、電気

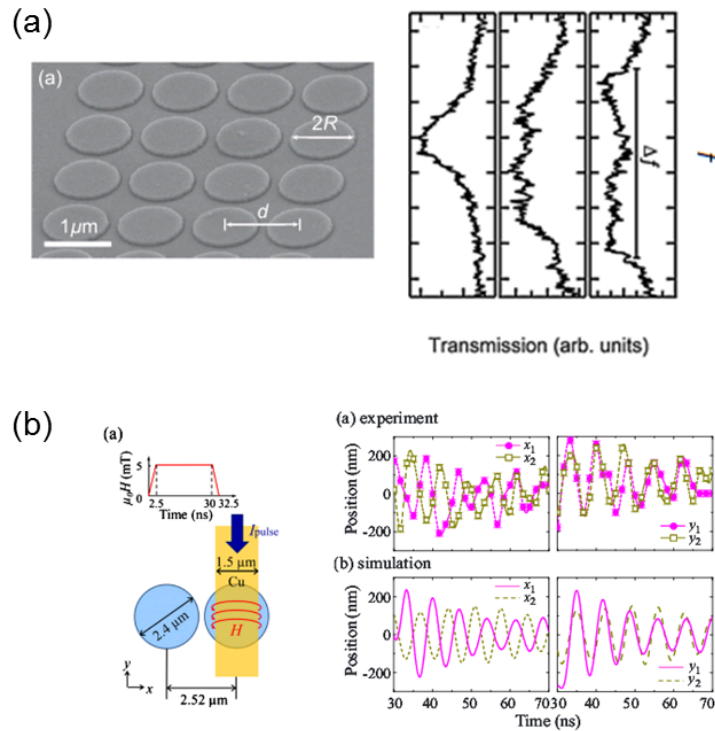


図 1.4. (a) コプレーナウェーブガイド上に作成された Py 円盤 (半径 500 nm, 膜厚 50 nm) 配列の走査電子顕微鏡像と、ネットワークアナライザを用いて測定された透過スペクトル<sup>24</sup>。スペクトルは円盤端距離が左から 600, 200, 100 nm の場合。(b)Py 円盤対とストリップライン及び、パルス磁場の模式図<sup>25</sup>。ストリップラインにパルス電流を印加し、付随するパルス磁場により TM を励起し、X 線透過顕微鏡によりコアの運動を観測する。その結果得られたコアの  $x, y$  方向の振動の様子と対応するシミュレーション結果。

的測定手法には主に透過スペクトルを測定する方法と抵抗振動を測定する方法が存在するが、透過スペクトルを測定する手法では、大量の磁気渦が必要になりポラリティとカイラリティを明確に制御することが出来ない。そのため本研究では、磁気渦一つ一つの運動を観測可能である、抵抗振動を測定する手法を主に用いた。しかしながら、磁気渦マグノンニック結晶においてはその一つ一つに電極を作成することは非常に困難なので、ここでは透過スペクトルを測定する手法を更に発展させ、スピンプンプと呼ばれる現象を用いて新たな測定手法の確立を同時に目指した。

## 1.4 本論文の構成

本論文の構成について以下に述べる。第 2 章では本研究で扱う基礎的な物理について述べる。具体的には、強磁性体の基礎及びそのダイナミクス、異方性磁気抵抗効果やスピンプンプ等の電気磁気関連現象、磁気渦構造の基礎と静磁結合について簡単に説明する。第 3 章では、磁気渦構造が現れる微細な強磁性体円盤を作成するために必須であるリソグラフィーを

始めとする試料の作成手法、磁化ダイナミクスの測定手法であるスピントルクダイオード効果、及びマイクロマグネティックス法を用いた磁化ダイナミクスの解析手法について説明する。以降は、本研究の実験結果及び考察である。第 4 章では、単磁気渦のダイナミクスの検出について述べる。具体的には、スピンプンプを用いて静磁モードに検出した実験、及びスピントルクダイオード効果を用いてコアの旋回モードの検出を行った実験について説明する。第 5 章では、前章で確立した測定手法を用いて磁気渦対における旋回モードを検証し、静磁相互作用の効果をポラリティ、カイラリティ、及びコアの旋回位相の観点から議論する。第 6 章では、三個の磁気渦が一行に並んだ擬一次元鎖において、静磁相互作用により三個のコアが連成振動するモードの検出及びその選択的な励起、さらに 1 次元鎖におけるバンド構造について述べる。最後に、第 7 章にて本研究の総括を述べる。

## 第 2 章

# 基礎理論

### 2.1 強磁性体

本章では、強磁性体の磁化構造やダイナミクスについて述べる。まず、強磁性体における種々のエネルギーを考え、磁性体形状と関連した磁化構造について述べ、次に強磁性体の基本的な運動について紹介する。また、電流と磁化が関連する、異方性抵抗効果や、スピントランスファートルク、スピンプンピングについて述べる。最後に、磁気渦構造の基本的な静的、動的の性質に加え、磁気渦同士の静磁的な相互作用について紹介し、最後にマグノニック結晶について述べる。

#### 2.1.1 強磁性体のエネルギーと磁化構造

Fe、Ni、Co に代表される強磁性体中の磁化  $\mathbf{M}$  がどのような磁化構造を取るかは、系のエネルギーを最小化するように決まる。本研究ではもっぱら軟強磁性体であるパーマロイ ( $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ : Py) を使用したため、異方性エネルギーは非常に弱く、Py のもつエネルギー  $U_{\text{tot}}$  は、

$$U_{\text{tot}} = U_{\text{ex}} + U_z + U_d + \dots \quad (2.1)$$

のように、主に 3 つの要素によって書かれる。ここではそれぞれ、 $U_{\text{ex}}$  は交換エネルギーを、 $U_z$  はゼーマンエネルギーを、 $U_d$  は反磁場もしくは静磁エネルギーを示す。以下ではそのそれぞれについて簡単に述べる。

交換エネルギー  $U_{\text{ex}}$  は、

$$U_{\text{ex}} = A \int (\nabla \mathbf{M})^2 dV \quad (2.2)$$

と表され、磁化を平行にしようとするものである。これは、Heisenberg によって導入された相互作用を起源する。ここで、 $A$  は交換スティフネス係数と呼ばれる。

ゼーマンエネルギー  $U_z$  は、

$$U_z = - \int \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M} dV \quad (2.3)$$



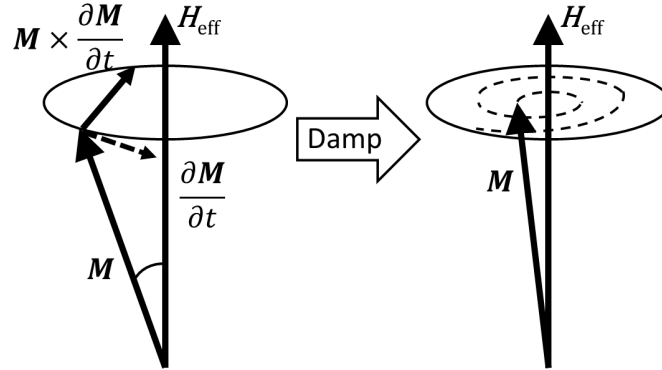


図 2.1. 磁化に作用するトルクの様子。ダンピングトルクにより歳差運動の振幅が減少する。

と表される、外部磁場によるゼーマンエネルギーであり、磁場と磁化が平行になるように働く。外部磁場は非常に制御しやすいため、本研究でも外部磁場を用いて磁化構造を操作している。

反磁場エネルギー  $U_d$  は、

$$U_d = -\frac{1}{2} \int \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} dV \quad (2.4)$$

と表される。ここで  $\mathbf{H}_d$  は反磁場である。反磁場は磁性体の形状に強く依存し、第 2.3.1 章で示すように形状異方性をもたらす。

### 2.1.2 磁化ダイナミクス

#### LLG 方程式

結晶中の微小体積中の磁化  $\mathbf{M}$  は、全エネルギー  $E_{\text{tot}}$  の微分で表される有効磁場

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{\partial U_{\text{tot}}}{\partial \mathbf{M}} \quad (2.5)$$

を感じており、その有効磁場によりトルクを受け歳差運動を行う。歳差運動のエネルギーは種々の過程を通じて格子へと緩和されるため、エネルギーの散逸を表す経験的な項を加えると、磁化  $\mathbf{M}$  の運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \frac{\mathbf{M}}{M_s} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.6)$$

と表される。右辺第一項が歳差項で、第二項がダンピング項である。ここで  $\gamma$  は磁気回転比、 $\alpha$  はダンピング定数、 $M_s$  は飽和磁化である。式 2.6 は LLG(Landau-Lifshits-Girbart) 方程式<sup>27,28</sup> と呼ばれ、磁化の運動を記述する一般的な式として広く使われる。LLG 方程式内のトルクの様子を図 2.1 に示す。磁化は有効磁場  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  により、反時計周りのトルクを受ける。また、ダンピングトルクは磁化を有効磁場の方向へ戻そうとする。そのため、磁化は徐々に歳差振幅を小さくしていき、最終的に有効磁場の方向を向く。

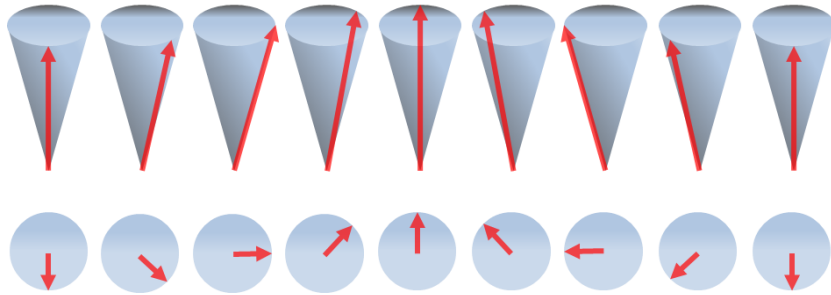


図 2.2. スピン波の概略図。赤矢印が磁化を表す。

### 強磁性共鳴

外部磁場中に置かれた磁化は、外部から振動する磁場  $h_{ac}$  を加えることで歳差運動を継続的に誘起することができる。これを強磁性共鳴と呼び、振動磁場の周波数が歳差運動の周波数  $\omega_0 = \gamma\mu_0 H$  と一致する場合に歳差運動の振幅が最大になる。しかしながら実際には磁場として反磁場等の効果を含めた  $H_{eff}$  を考える必要がある。一例として反磁場の効果を取り入れると共鳴周波数  $\omega_0$  は<sup>29</sup>、

$$\omega_0 = \gamma\mu_0 \sqrt{(H + (N_y - N_z)M_s/\mu_0)(H + (N_x - N_z)M_s/\mu_0)} \quad (2.7)$$

となる。ここで、 $N_x$  ( $N_y$ ,  $N_z$ ) は、 $x$  ( $y$ ,  $z$ ) 方向の反磁場係数を表す。ただし、 $N_x$ ,  $N_y$ ,  $N_z$  はそれぞれ  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向の反磁場係数であり、 $H$  は  $z$  方向に印加している。このように、反磁場によって共鳴周波数が異なることが分かる。

### スピン波

前章の強磁性共鳴では、全てのスピンの同位相で歳差運動をしている状態を考えた。一方で、弦の振動において高調波が現れるように、スピンにおいても同様の高調波モードが存在する。それはスピン波と呼ばれ、図 2.2 に示すように、スピンの位相差を持ちながら歳差運動し、その歳差運動が波動として伝播する<sup>30,31</sup>。このスピン波には、交換モードと静磁モードが存在する。交換モードは、交換相互作用を通じて歳差運動が伝播していく波長の短いモードであり、静磁モードは交換相互作用が無視でき静磁相互作用が支配的になる非常に波長の長い波である。図 2.3 に磁性薄膜における、3つの静磁モードを示す。磁化が面内を向いており、伝播方向が磁化と直交する場合は静磁表面波 (Magnetostatic Surface Wave: MSSW) が伝播する。磁化と伝播方向が平行な場合には、静磁後進体積波 (Magnetostatic Backward Volume Wave: MSBVW) が伝播する。磁化が垂直方向を向いている場合は、等方的に伝播できる静磁前進体積波 (Magnetostatic Forward Volume Wave: MSFVW) となる。

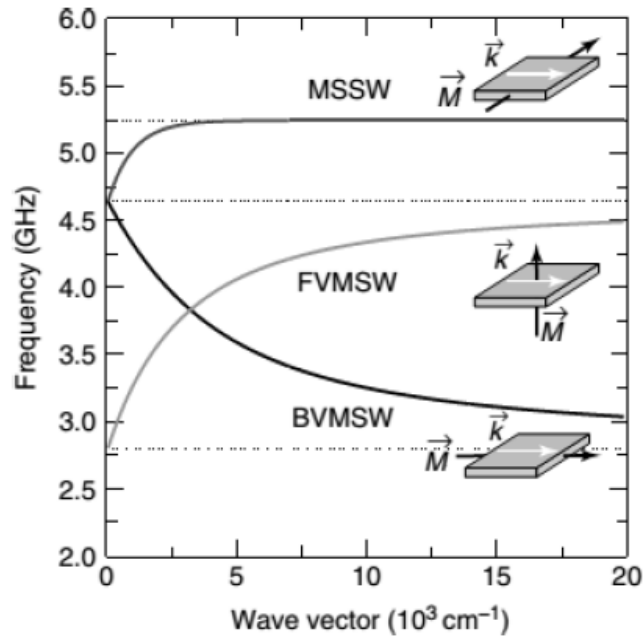


図 2.3. 3つの静磁モードの分散関係<sup>26</sup>。

## 2.2 電気磁気関連現象

### 2.2.1 異方性磁気抵抗効果

一般に強磁性体の電気抵抗は磁化の向きと電流の流れる向きによって変化する。この現象は磁気抵抗効果と呼ばれ、s軌道の伝導電子と遷移金属のd電子との相互作用によって理解される<sup>32</sup>。特に異方性磁気抵抗効果 (AMR) による抵抗変化  $R_{AMR}$  は、電流と磁化が平行の場合の抵抗を  $R_{\parallel}$ 、垂直の場合を  $R_{\perp}$  とし、電流と磁化の相対角を  $\theta$  とすると、

$$R_{AMR} = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp})\cos^2\theta \quad (2.8)$$

と表される。Py の場合は、 $R_{\parallel} > R_{\perp}$  であることが知られており、磁化と電流が平行の場合に電気抵抗が最大になり、垂直の場合に最小になる<sup>33</sup>。この効果は、磁気渦構造の確認及びその動的過程を検出するために用いられた。

### 2.2.2 スピントランスファートルク

図 2.4 (a) のような強磁性/非磁性/強磁性金属の多層膜に電流を流す場合を考える。それぞれの磁化を  $m, M$  とすると、一方の磁化により  $\hat{m}$  方向にスピン偏極した電子が、他方の磁化  $M$  に注入される。この時、伝導電子と磁化の交換相互作用によりその相対角  $\theta$  に応じたトルクが  $M$  に働く<sup>34</sup>。これはスピントランスファートルク<sup>35-37</sup> と呼ばれ、LLG 方程式に組み込ま

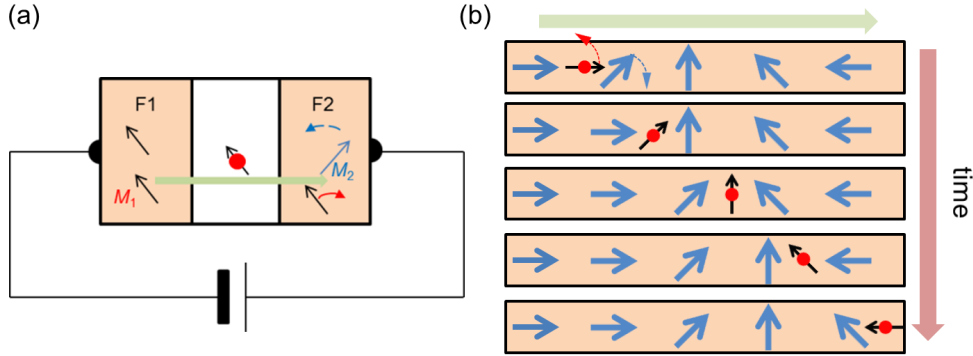


図 2.4. (a) 強磁性多層膜における、スピントルクの概略図。(b) 磁壁における、スピントルクと運動の概略図。

れる。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha \hat{\mathbf{M}} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - g(\theta) \frac{\hbar I_e}{e} \hat{\mathbf{M}} \times (\hat{\mathbf{M}} \times \hat{\mathbf{m}}) \quad (2.9)$$

ここで、 $\hbar$  はプランク定数、 $e$  は素電荷、 $I_e$  は電流である。 $g(\theta)$  は STT 効率を表す係数で、 $\hat{\mathbf{m}}_1$  と  $\hat{\mathbf{m}}_2$  の内角  $\theta$  を用いて、

$$g(\theta) = [-4 + (1 + P)^3 (3 + \cos\theta) / 4P^{3/2}]^{-1} \quad (2.10)$$

と表される。 $P$  はスピン偏極率を表す。以上は多層膜についてであるが、磁化が空間変化している場合すなわち磁壁や磁気渦コアにおいても同様に STT が働くことが知られている (図 2.4 (b))。その場合には、式 2.9 右辺第 3 項は磁化勾配を用いて

$$-(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M} \quad (2.11)$$

に置き換えられる。ここで、 $\mathbf{u} = -\mu_B P \mathbf{J} / e M_s$  である。 $\mu_B$  はボーア磁子、 $P$  はスピン偏極率、 $\mathbf{J}$  は電流密度である。これは、断熱スピントランスファートルクと呼ばれるもので、電子の持つ角運動量が磁化に移行する場合を表している。一方で、運動量移行やスピン緩和の影響<sup>38,39</sup>により、 $\beta$  トルクと呼ばれるトルク、

$$\beta \hat{\mathbf{M}} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M}] \quad (2.12)$$

が磁壁ダイナミクスに影響を与えることが指摘されている。その強度は磁化構造に依存し、広い範囲の値を取ることが実験的に報告されている<sup>40-44</sup>。

### 2.2.3 スピンポンピング

前節では、スピントランスファートルクにより磁化構造の運動を誘起できることを述べた。一方で、磁化のダイナミクスからスピン流を生成する現象にスピンポンピング<sup>45-48</sup>がある。この現象は、図 2.5 に示すような強磁性体と非磁性金属との接合系において説明される。強磁

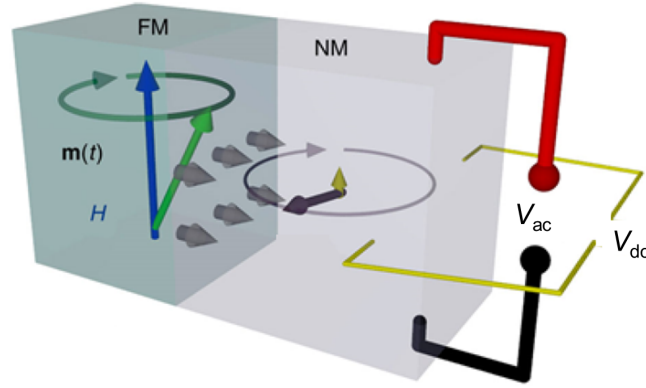


図 2.5. スピンポンピングによるスピン注入及び、検出される電圧の様子<sup>48</sup>。

性体中で磁化の歳差運動を誘起すると、ダンピングトルクが働き、磁化のもつ角運動量が緩和される。この時、強磁性体に非磁性金属が接合していると、非磁性金属中にも角運動量が緩和していく。これにより、非磁性金属中には、歳差軸方向を向いた dc のスピン流と、その直交方向を回転する ac のスピン流が生成される。この時、dc のスピン流密度は<sup>45,46</sup>、

$$j_{s,dc} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{\hbar}{4\pi} g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{M_s^2} \left[ \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \right]_z dt \quad (2.13)$$

と表される。ここで  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  は NM/FM 界面におけるスピン緩和をスケールする量でスピンミキシングコンダクタンスと呼ばれる<sup>49,50</sup>。実験的には、非磁性体を強磁性体に貼り付ける前後のダンピング定数の差として求められ、以下の式で表される。

$$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_s d_{\text{FM}}}{g\mu_B} (\alpha_{\text{FM/NM}} - \alpha_{\text{FM}}) \quad (2.14)$$

ここで、 $g$  はランダウの  $g$  因子、 $d_{\text{FM}}$  は強磁性体膜厚、 $\alpha_{\text{FM}}$ 、 $\alpha_{\text{FM/NM}}$  はそれぞれ強磁性体単体のダンピング定数、強磁性/非磁性構造におけるダンピング定数である。スピンポンピングによりスピン流を非磁性体中に注入した際、非磁性体にスピン軌道相互作用の強い材料を用いれば、逆スピンホール効果によりスピン流を電圧として観測できる<sup>51,52</sup>。

## 2.3 磁気渦構造

本節では、磁気渦構造の基本的な性質について述べる。また、磁気渦を隣接させた場合に生じる静磁結合について述べ、更にその発展形である磁気渦を用いたマグノニック結晶について説明する。

### 2.3.1 基礎

先に述べたように、微細化された強磁性体の磁化構造はその形状に強く依存する。また、強磁性体として本研究で用いた軟強磁性体である Py を想定し、異方性は無視する。軟強磁性を

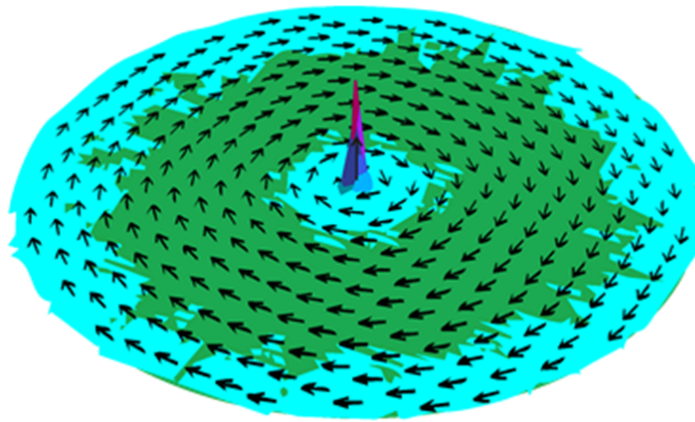


図 2.6. 計算により得られた、Py 円盤における磁気渦構造。

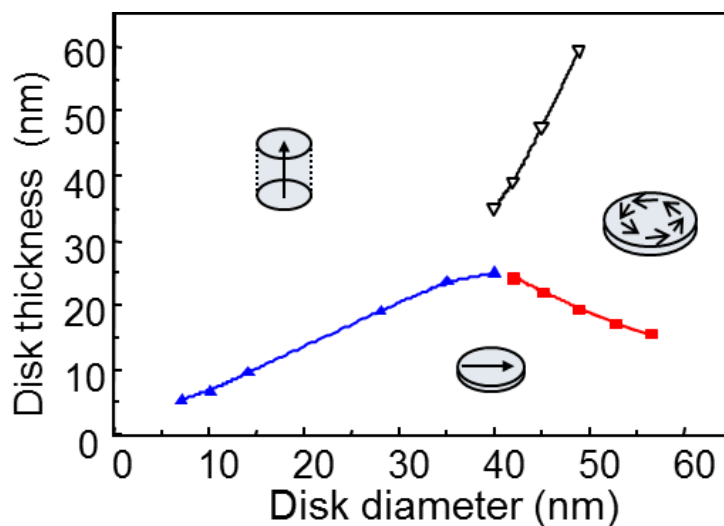


図 2.7. Py 円盤で安定化される磁化構造の相図<sup>53</sup>。

円盤状に加工した場合、そのアスペクト比（厚さ/半径）に応じて種々の磁化構造を取ることが知られる。数値計算により得られた、Py 円盤で安定化される磁区構造の相図を図 2.7 に示す<sup>53,54</sup>。まず、円盤が薄い場合には面直方向への反磁場係数が巨大なため、面内配向した単磁区構造が安定化される。また、厚い場合には面直方向への反磁場係数が減少するため面直配向の単磁区構造をとる。それらの中間の領域では磁気渦構造が表れ、その構造は静磁エネルギーと交換エネルギーの競合によって理解される。まず円盤端においては、磁極の発生を抑えるために端面に平行に配列し面内を一方方向に回転する。動径方向に並ぶスピンは交換エネルギーを抑えるため互いに平行に配列するが、円心では反平行になってしまうため、円心付近でスピンは面直に立ち上がる。その結果、図 2.6 に示すような磁気渦構造が安定化される。その際、面内回転磁化と面心面直磁化はそれぞれどちらの方向を向いているかに対して、基本的にはエネ

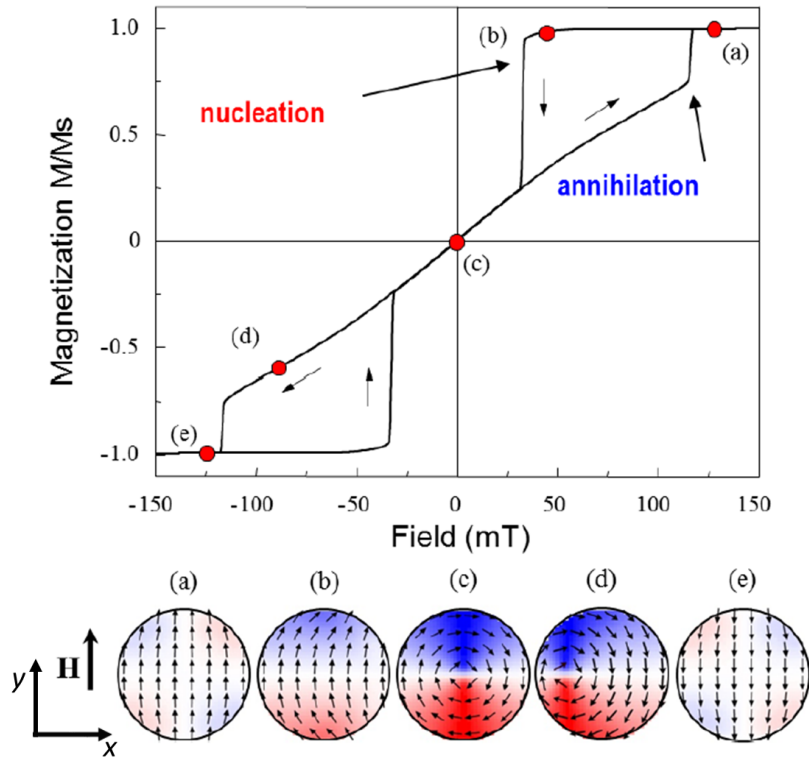


図 2.8. 磁気渦構造のヒステリシスループ<sup>55</sup>。nucleation と annihilation におけるジャンプが見える。

ルギー的に等価である。そのため、それぞれが独立の自由度として扱われる。面内磁化の回転方向はカイラリティ (*c*: chirality)、面心垂直磁化はポラリティ (*p*: polarity) と呼ばれ、カイラリティは時計回り (clock wise: cw) か反時計回り (counter clock wise: ccw)、ポラリティは up と down の 2 つの状態を持つ。

次に、Py 円盤の磁化過程について述べる。円盤に内包される磁化構造が単磁区の場合には、軟強磁性体の例に漏れず角形ヒステリシスを示すが、磁気渦構造の場合には、特徴的なヒステリシスが表れることが知られる。図 2.8 に数値計算より得られた Py 円盤の磁気渦構造の磁化曲線を示す<sup>55</sup>。図 2.8 (a) で *y* 方向に飽和している状態から徐々に磁場を減少させていくと、図 2.8 (b) にある C-shape を経由し、ある nucleation 磁場において磁気渦コアが円盤内に生成される。そして、ゼロ磁場ではコアは円盤中心にまで移動し、更に磁場を増加させることで逆方向へ移動していく。そして annihilation 磁場でコアは円盤の外に追いやられ、最終的に飽和する。このように、nucleation 磁場と annihilation 磁場の違いがヒステリシスの起源である。また、C-shape の時点でカイラリティが決定されるが、円盤形状に異方性を持たせることでカイラリティを制御することが可能である<sup>56,57</sup>。また、面直磁場を印加しつつ、磁場を掃引することでポラリティも同様に制御することができる<sup>58</sup>。

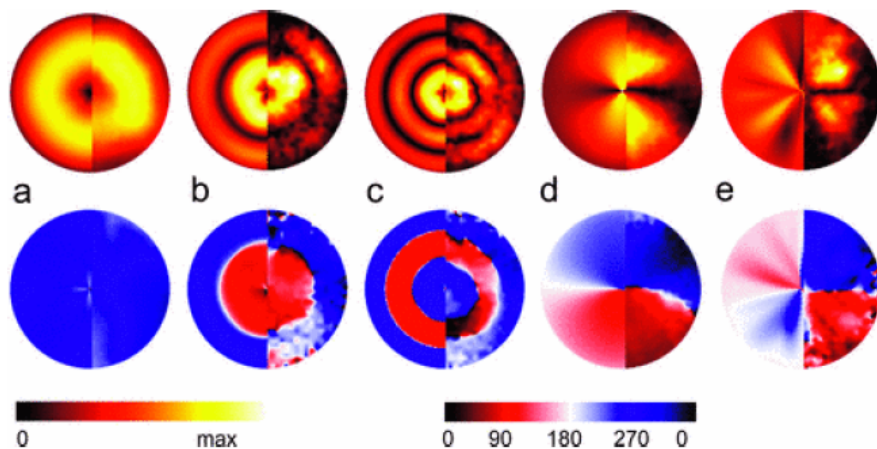


図 2.9. 磁気渦のスピン波モード<sup>62</sup>。上行は歳差運動の振幅を、下行はその位相を表している。また、円内左側がマイクロマグネティック計算、右側が実験から得られたものである。

### 2.3.2 励起状態

磁気渦構造では、磁性体の形状を反映した対称性を持つ静磁モード<sup>18,19</sup>に加え、トランスレーショナルモード<sup>14,34</sup>と呼ばれる低周波モードを持つことが知られる。

#### 静磁モード

磁気渦構造には、主に動径方向及び方位角方向に対称性を持った2つの静磁モードが存在することが知られている<sup>18,19,59-61</sup>。一般に動径モードでは $n$ 、方位角モードでは $m$ により特徴づけられ、それぞれ $n$ 、 $|2m|$ 個の節をそれぞれの方向に対して持っている。また、 $m$ の符号は方位角モードの旋回方向を表している(CCW:  $+m$ , CW:  $-m$ )。これらの静磁モードは、磁気光学カー効果を用いた実験で観測されている<sup>60-62</sup>。図 2.9 に、先行研究にある種々のモードを示す<sup>62</sup>。上図が振幅で、下図が位相を表す。また、個々の図中において左側がシミュレーションで得られたもの、右側が実験で得られたものである。(a) - (c) は、動径モード ( $n = 1, 2, 3, m = 0$ ) であり、(d), (e) は、方位角モード ( $n = 0, m = 1, 2$ ) である。

同時に、それらのモードの分散関係は<sup>62</sup>、図 2.10 が得られている。動径モードは、正の分散関係。方位角モードは負の分散関係を持っている。また、方位角モードによってコアが高速に反転できることが実験的に示されており<sup>63-65</sup>、スイッチング手法としても注目されている。

#### トランスレーショナルモード

トランスレーショナルモード(TM)は図 2.11 (a) に示すように、磁気渦コアが平衡位置を中心に旋回運動する集合励起モードであり、一般には磁気渦コアを準粒子とみなし、ポテンシャル中を旋回する質点運動として近似される。準粒子の位置  $\mathbf{r}$  は、LLG 方程式より近似的に帰



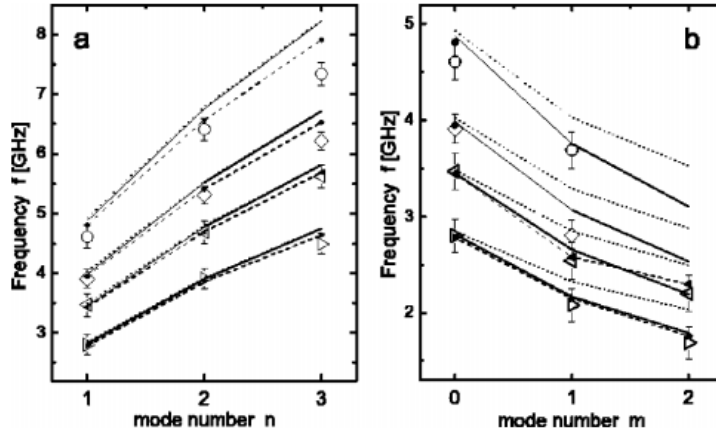


図 2.10. 膜厚 15 nm の Py 円盤において磁気カー効果を用いて測定された (a) 動径モード、(b) 方位角モードの分散関係<sup>62</sup>。白丸、白菱、白上向き三角、白下向き三角はそれぞれ、円盤半径が 1, 1.5, 2, 3  $\mu\text{m}$  の円盤で得られた実験結果。それらの黒シンボルとそれを繋ぐ点線は、マイクロマグネティック計算から得られた値。実線は解析計算により得られた分散関係。

結される Thiele 方程式<sup>13,18</sup> により、

$$-\mathbf{G} \times \dot{\mathbf{r}} = -\frac{\delta U}{\delta \mathbf{r}} - \alpha D \dot{\mathbf{r}} \quad (2.15)$$

と表される。但し、

$$\begin{aligned} \mathbf{G} &= G_0 \mathbf{e}_z = -\frac{2\pi p L M_s}{\gamma} \mathbf{e}_z \\ D &= G_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{R_d}{\delta_c} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

である。ここで、 $M_s$  は飽和磁化、 $L$  は膜厚、 $R_d$  は円盤半径、 $\delta_c$  はコア半径、 $p$  はポラリティ、 $\mathbf{e}_z$  は  $z$  方向の単位ベクトルである。また、Thiele 方程式において  $\mathbf{G}$  は、旋回方向を表すジャイロベクトルであり、 $D$  はダンピングテンソル<sup>66</sup> である。ジャイロベクトルはポラリティに比例するため、ポラリティに応じてコアの旋回方向が異なる。式 2.15 右辺第 1 項は、コアが内包されるポテンシャルによる復元力を示す。コアの変位が微小な場合には、ポテンシャルはコアの変位に対して 2 乗に比例すると記述される<sup>67</sup>。変位が大きい強励起の場合には、非線形効果 (4 次以降の効果) が現れることが報告されている<sup>68,69</sup>。また第 2 項は磁化のダンピングを表しており、ダンピング定数  $\alpha$  によりスケールされる。図 2.11 (b) に磁気渦コアのダンピング過程を示す。まず、外部磁場により平衡位置よりずれたコアは、ポラリティに依存したジャイロベクトルを受けるため、 $p = 1$  (up) の場合には反時計回りに、 $p = -1$  (down) の場合には時計回りである固有周波数  $f_0$  で回転する。旋回方向はポラリティに対して右ねじの方向である。その際、有限のダンピングによりその振幅を徐々に小さくしていき、最終的に平衡位置に収束する。

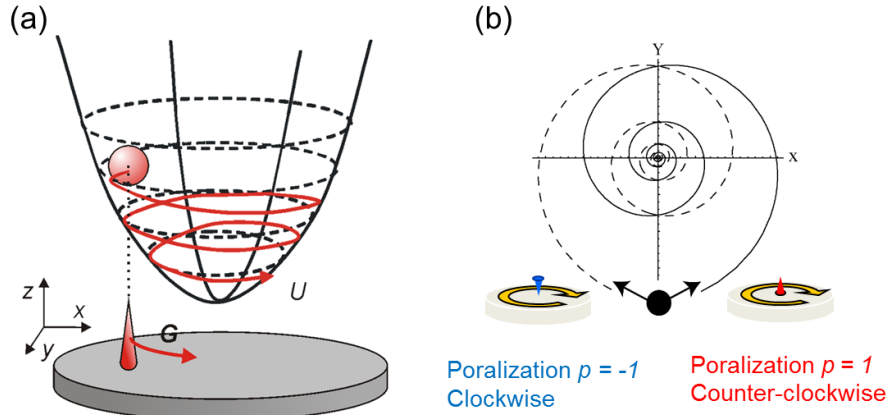


図 2.11. (a)TM 概念図<sup>74</sup>. (b) 平衡位置よりシフトした、磁気渦コアのダンピング過程<sup>74</sup>。

強磁性共鳴と同様に、周波数  $f_0$  で振動する外力を加えることで TM を励起することが可能である。励起力としては、スピントランスファートルクや ac 磁場が挙げられる。スピントランスファートルクは Thiele 式に加えることができ<sup>70-72</sup>、

$$\mathbf{G}(p) \times (\mathbf{u} - \dot{\mathbf{r}}) = -\frac{\delta U(\mathbf{r})}{\delta \mathbf{r}} - \alpha D\dot{\mathbf{r}} + \beta D\mathbf{u} \quad (2.17)$$

と表される。まず断熱項は、図 2.4 (b) のようにコアに対して電子の流れと平行に駆動力を与える。一方非断熱項は、その垂直方向への力である。式 2.17 左辺第 1 項をみると、断熱スピントランスファートルクはポテンシャル形状を変えず、コアに直接駆動力を与えていると分かる。そのため、断熱項によるコアの駆動力はポラリティやカイラリティに依存しない。一方 ac 磁場の効果は、式 2.17 のポテンシャル  $U$  にそのゼーマンエネルギーを加えることで理解される。ゼーマンエネルギーは、コアの変位が微小の場合には<sup>67</sup>

$$\begin{aligned} U_{\text{zeeman}} &= \mathbf{q} \cdot (\mathbf{H} \times \mathbf{r}) \\ -\frac{\partial U_{\text{zeeman}}}{\partial \mathbf{r}} &= -\mathbf{q} \times \mathbf{H} \\ \mathbf{q} &= \pi c M_s L R_d \mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (2.18)$$

と表される<sup>28</sup>。ただし、 $c$  はカイラリティである。すなわち、磁場による励起の場合には図 2.11 で示したようなパラボリックポテンシャルを移動した状態に対応するため、コアの駆動方向はポラリティに依存し、更にそのときにポテンシャルの移動方向は、式 2.18 で示したようにカイラリティに依存し反転するため、磁場によるコアの駆動方向はポラリティとカイラリティの両方に依存することが分かる。

### 2.3.3 静磁結合

TM 励起時には、旋回するコアの平衡位置からのズレに伴い、面内磁化の対称性が崩れ、円盤端において磁極が誘起される。そのため、十分に隣接した磁気渦は、先の磁極を介して静

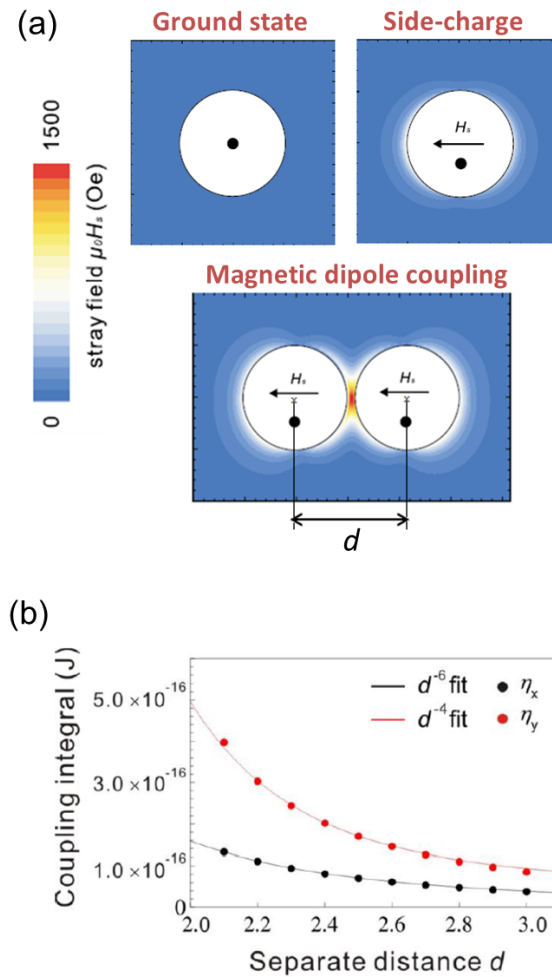


図 2.12. (a) 磁気渦対における、静磁結合の様子。コアの平衡位置からの変位に伴う磁極を介し、隣接した磁気渦は相互作用する。(b) 解析計算により得られた、静磁結合エネルギーのコア間距離の依存性<sup>74</sup>。

磁的な相互作用が働くことが知られる<sup>11,16,73</sup>。図 2.12 (a) にその様子を示す。理想的な円盤において、基底状態にある磁気渦はその対称性を反映し外部に漏れ磁場は発生しない。しかし、TM の励起などでその対称性が崩れた場合、円盤端に平行でない磁化が発生するため、表面磁極が発生し、外部に磁場が漏れ出す。隣接した磁気渦においては漏れ磁場を介した相互作用が期待される。その際、カイラリティによってコアの同方向への変位に対して発生する漏れ磁場の向きが異なり、またポラリティによりコアの回転方向が異なることを考えれば、カイラリティとポラリティの組み合わせによって、この静磁結合の強さを変調可能であることが予想される。理論計算<sup>11</sup>によると、円盤に安定化された磁気渦対における静磁結合のエネルギー  $U_{\text{int}}$  はコアの位置を  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$  とすると、

$$U_{\text{int}} = \frac{c_1 c_2 (\eta_x x_1 x_2 - \eta_y y_1 y_2)}{R_d^2} \quad (2.19)$$

と表される。ここで  $R_d$  はコア間距離であり、 $c_1, c_2$  はカイラリティである。 $\eta_x, \eta_y$  は円盤半径で規格化された円盤間距離  $d$  に依存し、図 2.12 (b) のように得られる<sup>74</sup>。主要なのは  $\eta_y$  であり円盤間距離  $d$  に対しては  $\eta_y \propto d^{-4}$  となり、一方で  $\eta_x$  は  $\eta_y \propto d^{-6}$  となることが予想される。

## 第 3 章

# 実験方法

磁気渦構造に代表される形状異方性由来の磁化構造を得るためには、磁性体をサブミクロンスケールに微細加工する技術が不可欠である。本研究では、微細構造を実現するために、電子線描画法を用いた。以下では、本研究において実際に試料作製に使用した方法に加え、測定方法について述べる。また、個々の材料で細かい作製プロセス及び条件が異なるため、ここではその概要を述べるに留め、詳細は付録 B.4 章に示す。

### 3.1 試料作製

#### 3.1.1 リフトオフ法

本研究では、微細加工技術の 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、試料基板を超音波洗浄し、表面の残留ゴミや有機物を取り除く。加えて必要な場合には、紫外線露光装置を用いて更に残った有機物を除去する。次にスピンドーターを用いて、レジストを均一に塗布し、バークにより膜を緻密化する。この後、電子線(紫外線)を露光することにより、レジストの性質を変化させる。露光されたレジストに対し、現像およびリンスを行うことで、感光した部分のみ基板から取り除くことができる。更に金属を堆積させ、剥離剤を用いてレジストを除去することによって、レジスト上の金属が除去され、パターンニングされた金属膜が基板に残る。この一連のプロセスを繰り返すことで複雑な積層構造を得ることができる。

#### 3.1.2 露光

本研究ではレジストとして、電子線描画では PMMA-950A と MMA-EL9 を、光描画では AZ-1500 を用いた。どのレジストも感光した部分が現像液によって溶解するポジ型のレジストである。電子線描画では、MMA、PMMA の順で塗布し電子線を露光することで、感度の違いからアンダーカット構造が得られる(図 3.2)。また、電子線描画の際に起こるチャージアップ抑制のために、必要に応じてエスパーサも用いた。

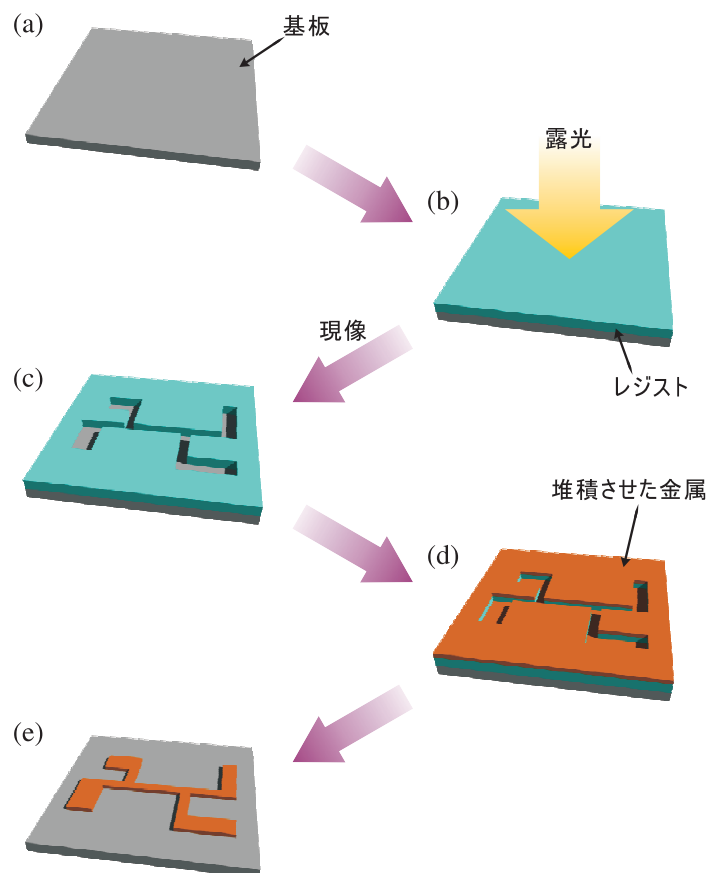


図 3.1. ポジティブ型レジストを用いたリフトオフ法の概略図<sup>87</sup>。(a) 基板に対してレジストを塗布し、(b) 露光して現像を行うことにより、(c) 必要とするパターン之余白部分にのみレジストが残る。(d) 金属を堆積させた後に、レジストを除去することにより、(e) 微細加工された金属を得る。



図 3.2. MMA/PMMA2 層レジストの現像後の模式図<sup>87</sup>。図のようなアンダーカット構造を実現することで、清純な金属端面を得ることができる。

### 3.1.3 真空蒸着及びスパッタリング

金属を堆積させる方法はいくつか知られているが、本研究では、抵抗加熱蒸着法、電子線加熱蒸着法及びスパッタ法を用いた。抵抗加熱蒸着法は、高融点金属のボードにターゲットとなる金属をのせ、そこに強電流を印加することでジュール熱によりターゲット金属を溶解、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、ボードの金属よりも融点が

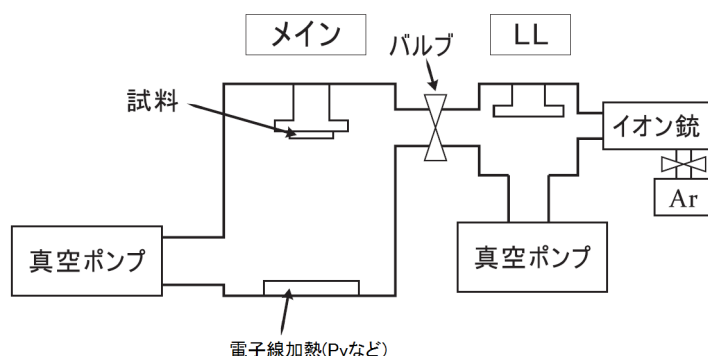


図 3.3. 蒸着装置の模式図<sup>87</sup>。

低く、受け皿との反応を起こさない金属でしか適用することが出来ない。本研究では、Mo のポートを使用时、Ti、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、電子線照射により加熱する方法である。この方法では熱電子を電場により加速し、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。本研究では、Py と Pt の堆積に使用した。スパッタ法は強電界により Ar プラズマを発生、加速しターゲットとなる材料にぶつけ、それにより材料を吹き飛ばし成膜する方法である。この方法は、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  の堆積に使用した。

蒸着には、図 3.3 に示す真空蒸着装置を用いた。ここでは、電子線蒸着装置について示す。他、抵抗加熱蒸着装置及びスパッタ装置も真空系は殆ど同一である。メインチャンバーでは強磁性体である Py や Pt 等の電子線加熱蒸着を行った。この装置では、ロードロック・チャンバー (Load lock chamber: 以下 LL) 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。本研究においては、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、一度試料を大気暴露する必要がある。そのため、電極材料である Cu の蒸着前には Py との界面を清浄にするため、Ar イオンミリングを行った。蒸着前の到達真空度は、メインチャンバーが  $1 \times 10^{-9}$  Torr、LL が  $1 \times 10^{-8}$  Torr であった。主排気系はそれぞれ、クライオポンプとターボ分子ポンプである。

## 3.2 測定手法

本研究では総じて、磁気渦のダイナミクスを電気的な手法により検出した。ここでは、本研究で用いた測定方法について述べる。また、測定は全て室温で行った。

### 3.2.1 スピントルクダイオード効果

スピントルクダイオード効果は、トンネル磁気抵抗素子<sup>88</sup> や巨大磁気抵抗素子<sup>89</sup> などで観測された効果であり、高周波電流を素子に印加することで、dc 電圧が得られるというものであ

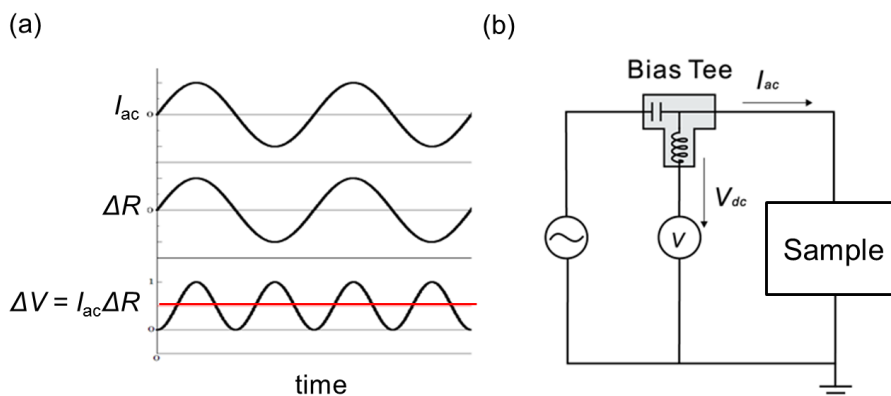


図 3.4. (a)TM のホモダイン測定回路概念図。(b)STD の整流効果。

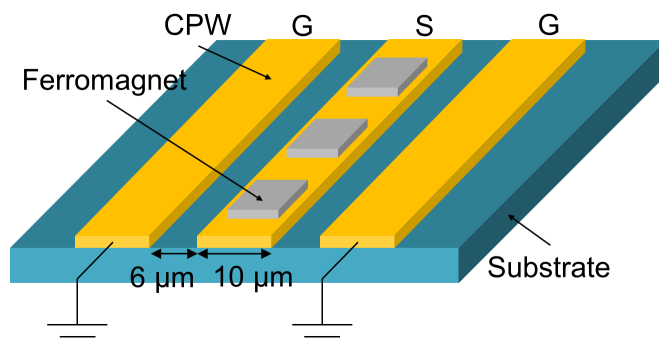


図 3.5. コプレーナ導波路の模式図。

る。周波数  $\omega$  の電流を素子に印加すると、スピントルクによりフリー層の磁化が歳差運動を行う。伴って固定層の磁化との相対角度が変化するため、素子の電気抵抗も  $\omega$  で振動する。そのため、電流  $I(t) = I_0 \cos \omega t$  と抵抗振動  $R(t) = R_0 + \Delta R \cos(\omega t + \delta)$  の積で表される電圧  $V(t)$  は、

$$V(t) = \frac{1}{2} I_0 \Delta R \cos \delta + v(t) \quad (3.1)$$

となり、整流された dc 電圧と ac 電圧 ( $v(t)$ ) が得られる (図 3.4)(a)。この効果はスピントルクダイオード効果と呼ばれる。図 3.4(b) に測定回路を示す。バイアスティと呼ばれるキャパシタとインダクタを含む 3 端子回路を用いることで、dc 電圧と ac 電圧を分離して測定することができる。この手法は、磁気渦のトランスレーショナルモードの検出に用いた。

### 3.2.2 高周波回路

磁気渦構造のスピンダイナミクスは、数百 MHz～数 GHz とマイクロ波の領域にある。この周波数帯域では、信号の波長が測定回路と同程度になってくるため、電磁波として扱う必要がある。すなわち、信号の反射等の効果を考える必要が出てくる。スピンダイナミクスの励起及び検出に用いた電極は、信号の反射によって注入効率が落ちないように、インピーダンス  $Z_0$  を



$Z_0 = 50 \Omega$  となるようコプレーナ導波路 (CPW) をデザインした (図 3.5)。この CPW のシグナルラインに高周波信号を注入すると、シグナルラインの周辺に高周波磁場を発生させることができる。このとき、シグナルラインの上下や左右に強磁性体を置くことで、そのダイナミクスを誘起できる。この方法は、単磁気渦のスピンダイナミクスの励起に用いた。

また、シグナルラインを直接磁気円盤につなげることで、磁気渦に高周波電流を印加することができる。しかしながら、磁気円盤の抵抗は電極の抵抗よりも非常に大きいため、インピーダンスミスマッチからリターンロスが発生する。実際の測定では、このリターンロスを見積もるため、ブリッジを挿入し反射波及び透過波の強度をオシロスコープを用いて見積もった (付録 B.1 章参照)。加えて、この反射波をオシロスコープで観測することで、高周波信号の位相を観測、調整した (付録 B.2 章参照)。この方法は、磁気渦のトランスレーショナルモードの検出に用いた。

### 3.3 LLG マイクロマグネティックシミュレーション

磁化のダイナミクスは、LLG 方程式を数値的に解くことにより良く再現されることが分かっている。これは交換長程度の領域にあるスピンは、強い交換相互作用のため互いに平行になろうとするためである。すなわち、ある磁性体を交換長程度の微小体積に分割し、そのそれぞれにおいて LLG 方程式

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}) + \alpha \hat{\mathbf{M}} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - g(\theta) \frac{\hbar I_e}{2e} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{m}) \quad (3.2)$$

を数値的に解く<sup>90</sup>ことで、磁化ダイナミクスをよく再現できる。これは、マイクロマグネティクス法と呼ばれる。今回は、2次元モデルの範疇でセルサイズを  $5 \times 5 \times 30 \text{nm}$  とし、時間刻みを  $250 \text{fs}$  とした。また磁性体に Py を用いたため結晶異方性エネルギーは無視した。その他パラメータは以下を用いた。

飽和磁化	1 T
スティフネス係数	$1.05 \times 10^{-11} \text{Jm}^{-1}$
磁気回転比	$1.76 \times 10^{11} \text{s}^{-1}\text{T}^{-1}$
ダンピング定数	0.01
スピン偏極率	0.4

## 第 4 章

# 単磁気渦スピンドYNAMIKSの検出

本章では、磁気渦構造における励起状態を電氣的に検出した実験について述べる。まず、スピンプンピングを用いて磁気渦のダイナミクスを測定する試みについて述べ、次にスピントルクダイオード効果を用いて TM を観測した実験について述べる。以下全ての実験で、Py 円盤は半径  $R_d = 500 \mu\text{m}$ 、膜厚  $L = 30 \text{ nm}$  のものを用いた。

### 4.1 スピンプンピングを用いた静磁モードの検出

スピンプンピングは、強磁性/非磁性金属 2 層膜の構造において、強磁性体中の磁化の歳差運動を励起することによって、非磁性金属へスピン流を注入する方法で、非磁性体にスピン軌道相互作用の強い材料を用いた場合、逆スピンホール効果により電圧信号が得られる。基本的にスピンプンピングの実験では、強磁性体のユニフォームモード<sup>91,92</sup> を励起しスピン流の注入源としているが、スピン波<sup>93,94</sup> やスカーミオン<sup>95</sup> のダイナミクスなどを注入源にした実験も報告されており、スピンドYNAMIKSの検出手法としてのスピンプンピングの役割が期待される。ここでは、磁気渦構造のダイナミクスを、スピンプンピングを通じて観測した実験について示す。この実験では、外部磁場を印加することで静磁モードが観測された一方で、TM は観測されなかった。

#### 4.1.1 測定回路

今回は、電流-スピン流の変換効率を表すスピンホール角が比較的大きいとされる Pt<sup>96</sup> を常磁性体として使い、その上に Py 磁気円盤を貼り付けた。測定回路を図 4.1 に示す。4  $\mu\text{m} \times 1 \text{ mm}$  の Ti (5 nm)/Pt (10 nm) ワイヤーを作製後、Py 磁気円盤 ( $R_d = 500 \text{ nm}$ ,  $L = 30 \text{ nm}$ ) を多数作製した (250 個)。以降の実験全てで、Py 円盤のサイズは同様のものを用いた。この時、円盤同士が静磁結合によるカップリングを弱めるため、円盤間距離は 1  $\mu\text{m}$  とした。その後、Cu (50 nm) の電極端子を作製し、ウェーブガイドと Pt/Py ワイヤーとの絶縁性を確保するため Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (150 nm) をスパッタした。最後に、Ti (5 nm)/Au (200 nm) の CPW 及び電極パッドを

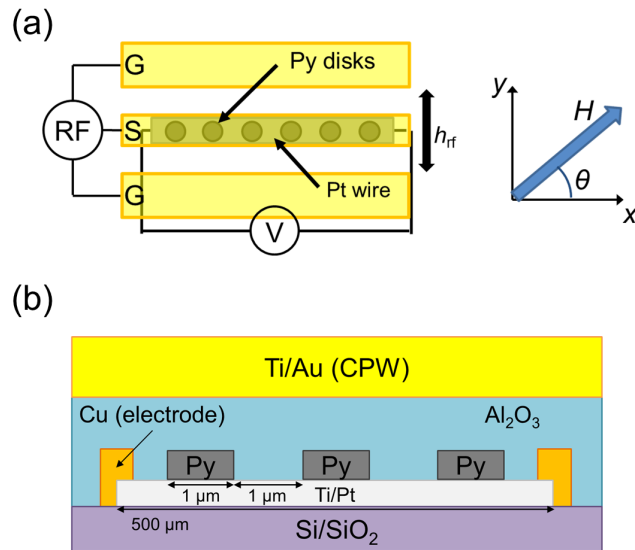


図 4.1. (a) 測定回路概念図。(b) サンプル構造概念図。

作製した。Pt の蒸着後、一度大気にさらしているため、表面の清浄性及び他金属との密着性を確保するために、Py, Cu の蒸着前には Ar ミリングを 600 V で 30 s 行った。また、比較実験として Ti/Pt がなく単に Py 円盤のみのもの、Ti/Pt を  $\text{Cu}_{97}\text{Mn}_3$  (30 nm) に置き換えたサンプルも同様な手順で作製した。 $\text{Cu}_{97}\text{Mn}_3$  (30 nm) は、Pt と同程度の抵抗率を持ち、スピンホール角が Pt と比較して無視できる程度に小さい材料である。

#### 4.1.2 実験結果

##### 透過スペクトル

まず、磁気渦の存在及び励起されるモードを調べるため、ベクトルネットワークアナライザ (VNA) の透過スペクトル ( $S_{21}$ ) の周波数、及び外部磁場依存性を調べた。外部磁場は、 $x$  方向 ( $\theta = 0^\circ$ ) に印加した。図 4.2 (a) に、Py 円盤のみの場合の  $S_{21}$  パラメータの磁場及び周波数依存性のカラープロットを示す。ここでは、磁場をマイナスからプラス方向に掃引した。まず、図 4.2 (a) では、おおよそ -200 Oe, 500 Oe で、明確なスペクトルのジャンプが観測された。これは、図 2.8 で示した、nucleation と anihilation に対応する。それらの磁場よりも外側ではユニフォームモードのスペクトルが観測された。つまり、磁気渦コアが円盤から吐き出されており単磁区構造になっていることが分かる。また、それらの磁場の間の領域では、磁気渦静磁モードに由来するマイクロ波吸収が観測される。特に 0 磁場付近では 3 つのモード (図 4.2(a) の白丸, 5.2 GHz, 6.1 GHz, 8.3 GHz) が観測された。これらの共鳴周波数は、ほぼ同じ形状の Py 円盤 ( $R_d = 517$  nm,  $L = 25$  nm) において VNA を用いてマイクロ波吸収を測定した先行研究<sup>97</sup> で得られている共鳴周波数 (5.1 GHz, 5.9 GHz, 8.0 GHz) とよく一致している。同先行研究では、マイクロマグネティックシミュレーションからそれぞれのモードを同定しており、それと

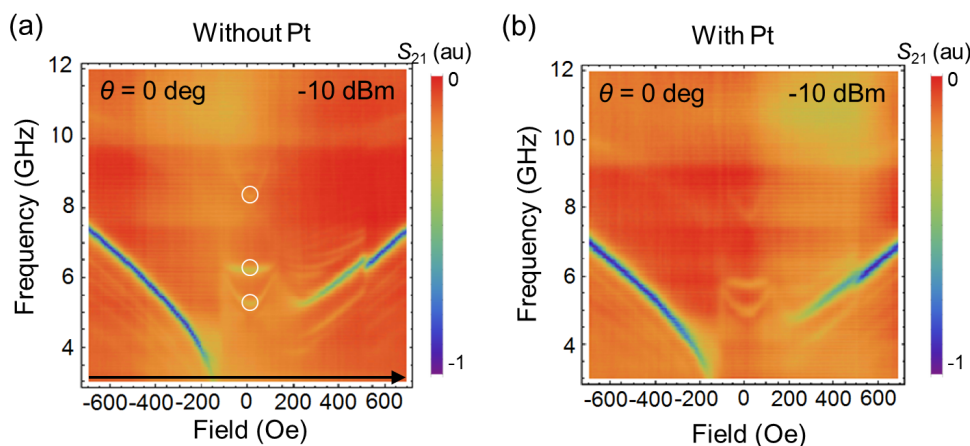


図 4.2. (a) Pt レイヤーがなく Py 円盤のみの場合の  $S_{21}$  パラメータの磁場及び周波数依存性のカラープロット。黒矢印は、磁場の掃引方向を示しており、白丸は 0 磁場における磁気渦静磁モードによる信号を示す。(b) Pt レイヤーがある場合の  $S_{21}$  パラメータの磁場及び周波数依存性のカラープロット。

の比較から、本実験で得られた 5.2, 6.1 GHz のモードは、( $n = 0, m = \pm 1$ ), 8.3 GHz のモードは ( $n = 1, m = 0$ ) であることが確認された。それぞれのモードについては、第 2.3.2 章参照。

更に、Pt 上に貼った Py 円盤においても同様に透過スペクトルを測定した。その結果を、図 4.2 (b) に示す。スペクトルの概形は Pt がいない場合と比較しほぼ一致している。つまり、Pt と接触していても磁気渦が安定化されることが確認された。0 磁場における 3 つの静磁モードの共鳴周波数は (4.7 GHz, 5.6 GHz, 7.6 GHz) となり、Pt がいない場合と比較して 0.5 GHz 程度低くなっていることが分かる。もう一点注目すべきは、スペクトルの幅が明らかに太くなっていることである。共鳴ピークの幅はダンピング定数  $\alpha$  によってスケールされているので、Pt の上に Py を貼った系では Pt がいないときに比べ、ダンピング定数が増加していることが分かる。図 4.2 より、6 GHz での磁場依存性からピークの半値半幅  $\Delta H$  を見積もると、Py のみの場合  $\Delta H_{Py} = 20$  Oe、Pt/Py の場合  $\Delta H_{Pt/Py} = 26$  Oe が得られ、 $\mu_0 \Delta H = \frac{\omega}{\gamma} \alpha$  の関係<sup>45</sup> から  $\alpha$  を求めると、Py のみの場合のダンピング定数  $\alpha_{Py}$  は、 $\alpha_{Py} = 0.0094$ 、Pt がある場合のダンピング定数  $\alpha_{Pt/Py}$  は、 $\alpha_{Pt/Py} = 0.012$  と見積もられた。このようなダンピング定数の増加は、Py の磁化ダイナミクスが Pt により大きく緩和していることを示しており、Pt にスピン流が注入されていることに対応している。また、これらのダンピング定数を用いて、式 4.2 からスピンミキシングコンダクタンス  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  を計算すると  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = 4.2 \times 10^{19}$  1/m<sup>2</sup> が得られた。これ以降 0 磁場周辺の磁気渦の静磁モードに注目する。

#### dc 電圧スペクトル

次に、ac 電流を CPW に注入しながら Pt 両端の dc 電圧の測定をした。このときには、磁場を  $y$  方向 ( $\theta = 90^\circ$ ) とした。その結果を、図 4.3 に示す。0 磁場近傍では dc 電圧が観測されな

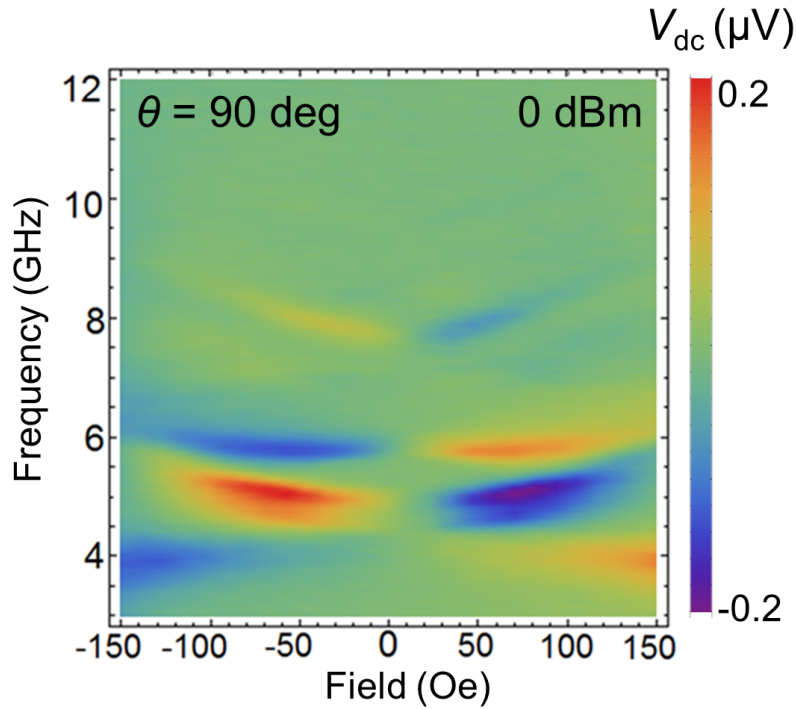


図 4.3. Pt 端で測定した dc 電圧の磁場依存性。

い一方、有限の磁場では 0 磁場に対して対称に dc 電圧が観測されることが分かる。0 磁場近傍の電圧信号から共鳴周波数を見ると (4.8 GHz, 5.7 GHz, 7.7 GHz) となり図 4.2 (b) で得られた共鳴周波数と一致するため、電圧信号が磁気渦の静磁モードを起源にしていることが確認される。加えて、dc 電圧の符号が周波数、すなわち励起される静磁モードに応じて変わっていることが分かる。スピンプンピング法では、基本的には磁化した方向に偏極したスピン流が生成され、その偏極方向とスピンホール角の符号に従って特定の符号の電圧が観測される<sup>45,46</sup>。しかしながら、磁気渦の静磁モードではこれが成り立っていない。例えば、図 4.3 中、正の磁場を印加している領域では、磁気渦全体として見れば磁場方向に磁化しているにも関わらず、電圧の符号が周波数に依存し変化している。この電圧の符号変化を理解するため、マイクロマグネティックス法を用いた解析を行った。

#### 4.1.3 マイクロマグネティックス法を用いた解析

解析に先立ち、スピンプンピングの理論を考える。今、磁化が向いている方向を  $z'$  とする直交座標系  $(x', y', z')$  を考える。2.2.3 章で述べたように、磁化の歳差運動によりスピンプンピング効果から注入される  $z'$  方向に偏極したスピン流のスピン流密度  $j_{s,z'}$  は<sup>45,46</sup>、

$$j_{s,z'} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{\hbar}{4\pi} g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{M_s^2} \left[ \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \right]_{z'} dt \quad (4.1)$$

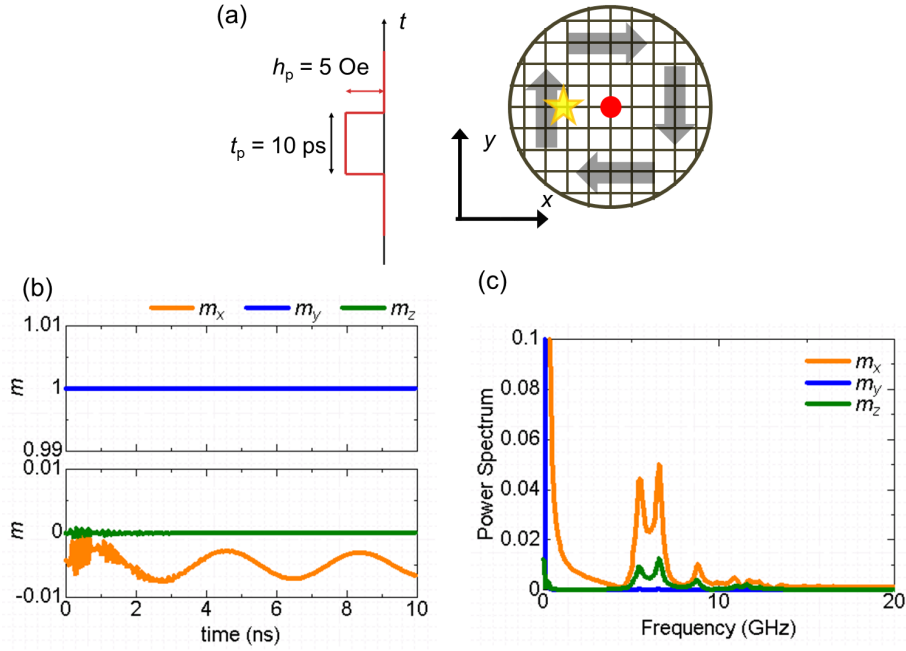


図 4.4. (a) マイクロマグネティクス計算の概念図。  $y$  方向のパルス磁場を印加し磁化の時間発展を計算した。赤丸はポラリティ、黒矢印はカイラリティを表している。(b) (a) の黄星のセルにおける磁化ダイナミクスの時間発展。(c) (b) のフーリエ変換により得られた、磁化ダイナミクスのパワースペクトル。

と表される。また、ミキシングコンダクタンス  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  は、

$$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M_s d_{\text{FM}}}{g\mu_B} (\alpha_{\text{FM/NM}} - \alpha_{\text{FM}}) \quad (4.2)$$

と表される。ここで重要なのは、 $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  は材料やサンプル構造が決定されてしまえば、決まってしまう量であることである。

また、式 4.1 は磁化の歳差運動の振幅  $|m_x|$ ,  $|m_y|$  を用いて<sup>98</sup>

$$j_{s,z'} = \omega \frac{\hbar}{4\pi} g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} |m_x| |m_y| \quad (4.3)$$

と表すことができる。つまり、歳差運動の面積に比例する。 $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  を定数と考えれば、

$$j_{s,z'} \propto \omega |m_x| |m_y| \quad (4.4)$$

となる。ここで、 $m$  は  $M_s$  で規格化された  $M$  である。 $\parallel$  は振幅の絶対値を表している。また、磁化が  $-z'$  方向を向いていた場合には、スピン流の偏極方向が反転し、異符号のスピン流密度が得られる。

この式 4.4 を用いて磁気渦のダイナミクスによって生成されるスピン流密度を計算する。そのために、式 4.4 中の  $|m_x|$ ,  $|m_y|$  を、マイクロマグネティクス法を用いて計算した (図 4.4)。また、周波数依存性はパルス磁場を用いて、ダイナミクスの時間発展をフーリエ変換すること

で得た。つまり、 $|m|$ として、フーリエ変換のパワースペクトルを用いた。ここでは、パルス全幅  $t_p = 10$  ns、パルス強度  $h_p = 5$  Oe の  $y$  方向へのパルス磁場を用いた。以上の計算手法の例として、0 磁場下でのほぼ  $y$  方向に磁化したセル (図 4.4 (a) 星の部分) での計算例を示す。まず、上述のパルス磁場印加後のダイナミクスの時間発展を図 4.4 (b) に示す。今  $y$  方向に磁化しているので、 $m_y$  はほぼ 1 であり、また  $m_y$  成分は殆ど時間変化していないことが分かる。一方で、 $m_x$ ,  $m_z$  成分はほぼ 0 であるが、パルスの印加に伴いダイナミクスが誘起されている事が分かる。特に、2 ns までの小刻みな振動が静磁モードに対応する。一方で、 $m_x$  で顕著な周波数の低い振動が TM に対応する。この結果を、フーリエ変換しそのパワースペクトルを計算すると、図 4.4 (c) が得られる。周波数 0 の周辺においては、 $m_y$  の静磁化成分と、 $m_x$  の TM に由来する強いピークが存在する。一方で、5 GHz 以上の領域では静磁モードに由来するピークが観測される。今、 $y$  方向に磁化しており  $xz$  面で磁化が歳差運動しているため、式 4.4 に従い、 $m_x$  と  $m_z$  の積に周波数を掛ければ  $y$  方向に偏極したスピン流のスピン流密度が得られる。実際には、磁気渦内において磁化があらゆる方向を向いているため、まず各セルごとに  $z'$  方向 (磁化が向いている方向) に偏極したスピン流密度  $j_{s,z'}$  を計算し、そこから dc 電圧に寄与する  $j_{s,y}$  を求め、最後に円盤全体で積分し  $I_{s,y}$  を得た。外部磁場依存性は、以上の手順を異なる外部磁場下で計算することで得た。

図 4.5 (a) に得られた  $I_{s,y}$  の磁場及び周波数依存性のカラープロットを示す。図 4.3 の実験結果を電圧の符号を含めよく再現していることが分かる。ここで  $I_{s,y}$  の符号はスピン流の向きを示している。この符号変化を理解するため、円盤内での生成されたスピン流密度の分布を図 4.5 中の白丸の部分 ( $(H_{ext}, f) = (50$  Oe, 6.6 GHz),  $(H_{ext}, f) = (50$  Oe, 5.5 GHz) を例に、図 4.5 (b), (c) に示す。図 4.5 (b) では、全体的に運動しており、円盤の左側では  $y$  方向に偏極したスピン流を、右側では  $-y$  方向に偏極したスピン流を生成しているが、円盤全体で見た場合、 $y$  方向に偏極したスピン流を生成しているため正の電圧が検出される。一方で、図 4.5 (c) では、円盤の右側の磁化が主に運動しており全体として  $-y$  方向に偏極したスピン流を生成し負の電圧が検出されたと理解される。このように、スピンポンピングによる電圧の符号は、磁化ダイナミクスの分布に強く依存していることが分かった。このことを逆に考えれば、ダイナミクスの分布に関する情報をスピンポンプによる電圧信号から与えられることが分かった。

この実験では、個々の磁気渦のポラリティ及びカイラリティは全く制御できずランダムである。しかしながら、その 2 つの自由度は dc 電圧スペクトルには影響しない。まずカイラリティについてであるが、カイラリティを反転した場合、面内磁化が反転し外部磁場に対するコアの移動方向も反転する。それに伴い静磁モードの空間的な分布を反転させるため、結局カイラリティの反転は鏡写しに対応する。つまり、円盤全体で考えればカイラリティに対して dc 電圧は影響を受けないことが分かる。一方ポラリティは、静磁モードに関して ( $n = 0$ ,  $m = \pm 1$ ) の分裂に寄与する。しかしながら、この時の分裂幅はポラリティに関して一定であり、ポラリティは分裂後どちらが  $m = +1$  でどちらが  $m = -1$  かを決定するに過ぎない<sup>102</sup>。なのでこれも dc 電圧には影響しない。

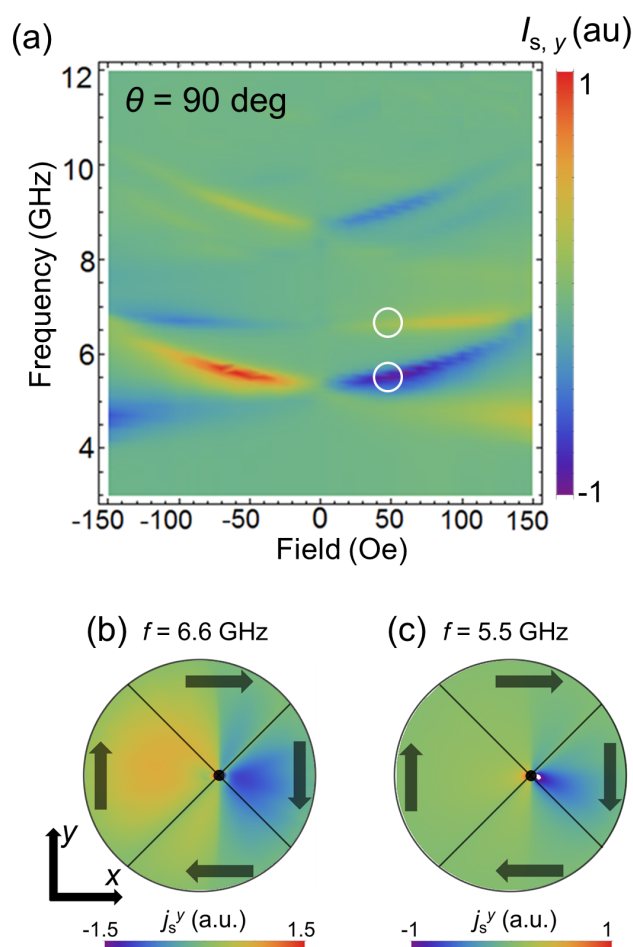


図 4.5. マイクロマグネティックス法により計算された、dc 電圧スペクトルの磁場依存性。

#### 4.1.4 整流電圧の評価

今回用いた強磁性体である Py は金属であるので、CPW とのカップリングによって、Py にも ac 電流が流れていることが予想される。また、Py 中に励起されたスピンドायナミクスは、AMR を通じ抵抗振動を起こす。すなわち 3.2.1 章のスピントルクダイオードと同じように、整流効果によって余分な dc 電圧が重畳することが想定される<sup>100</sup>。この問題は、金属強磁性体を使う限り避けられず、定量性に強く帰依する。それを避けるために、フェリ磁性絶縁体である YIG を用いる場合も多い。ここでは、同効果がどの程度重畳しているかを調べるため、Pt を  $\text{Cu}_{97}\text{Mn}_3$  に置き換えたサンプルを作製した。 $\text{Cu}_{97}\text{Mn}_3$  は Pt と同程度の抵抗率を有しており、スピンホール効果は Pt と比べ非常に小さいことが知られている<sup>101</sup>。そのため、整流効果のみの電圧を検出することが可能である。

図 4.6 (a) に、Ti/Pt を  $\text{Cu}_{97}\text{Mn}_3$  に置き換えたサンプル構造を示す。 $\text{Cu}_{97}\text{Mn}_3$  が薄い場合、抵抗率がやや大きくなる傾向が見られたため、ここでは膜厚を 30 nm とした。図 4.6 (b) に、



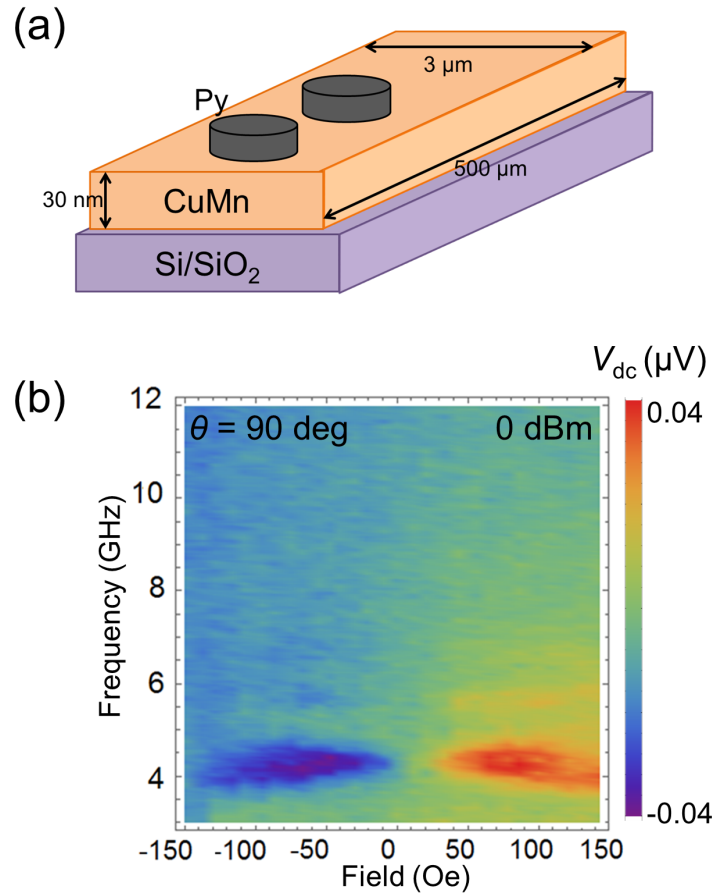
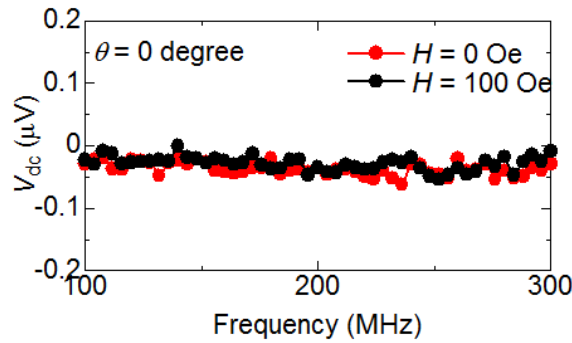
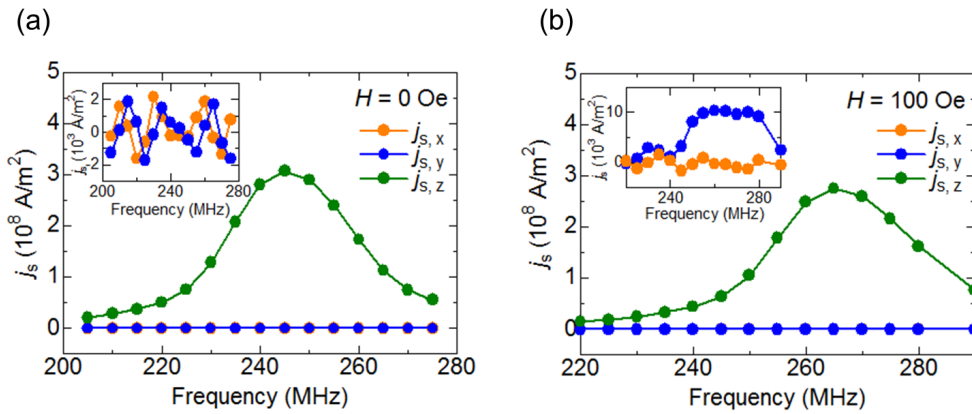


図 4.6. (a) Ti/Pt を  $\text{Cu}_{97}\text{Mn}_3$  に置き換えたサンプルの構造。(b) dc 電圧スペクトルの外部磁場、周波数依存性。

図 4.3 と同様の測定をした結果を示す。まず、注目すべきは dc 電圧の小ささである。Ti/Pt の場合と比較して dc 電圧が 1/5 程度になっている。また、Ti/Pt では 5 GHz 程度の周波数で観測されていた dc 電圧が、こちらでは見られない。このようなことから、AMR による整流効果の寄与は小さく、図 4.3 の dc 電圧はスピンプンプによるものが支配的であることが確認された。

#### 4.1.5 TM によるスピンプンピング

TM の周波数領域においてもスピンプンピングの測定を行った。外部磁場  $H(\theta = 90^\circ)$  が  $H = 0, 100 \text{ Oe}$  の場合についての dc 電圧スペクトルを図 4.7 に示す。この時の、rf 信号のパワーは 0 dBm とした。また、静磁モードにおいて Pt により共鳴周波数の減少が見られたため、低周波数側に広く測定した。その結果、明瞭なピークは両磁場においても観測されなかった。そのため、マイクロマグネティックシミュレーションにより TM から生成されるスピンプンを定量的に計算した。計算の手順は以下である。まず、特定の外部磁場を印加し、加えて強度

図 4.7. TM の外部磁場 ( $\theta = 0^\circ$ )図 4.8. (a)  $H = 0$  Oe、(b)  $H = 100$  Oe における、TM から生成されるスピンのスピンの流密度。

1 mA の特定の周波数を持つ ac 電流を磁気渦に印加し、ほぼ運動が定常状態に落ち着いている電流印加後 50 ns~100 ns の間における磁化ダイナミクスの時間発展を得る。この時間発展から、個々のセルにおいて式 4.1 の  $\int \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} dt$  を直接計算することが可能である。式 4.1 中の  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  に、本系で得られている値  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} = 4.2 \times 10^{19} \text{ 1/m}^2$  を用いることで具体的なスピンの流密度が得られる。最後に、得られたスピンの流密度を円盤全体で平均化した。外部磁場は  $\theta = 90^\circ$  とした。また、計算上の  $dt$  は 0.25 ns とした。また周波数依存性は、以上の計算を異なる周波数の ac 電流を用いて繰り返し計算することで得た。

その結果得られた  $x$ ,  $y$ ,  $z$  それぞれの方向に偏極したスピンの流密度を、図 4.8 に  $H = 0$  (a), 100 Oe (b) ( $\theta = 90^\circ$ ) の場合について示す。まず  $H = 0$  Oe の場合 (図 4.8(a)) では、 $10^8 \text{ A/m}^2$  という値の  $z$  方向に偏極したスピンの流のスピンの流密度が TM の共鳴周波数で得られた。これは、コアの旋回半径内の磁化は面内で旋回しており (FMR というコーンアングルが  $90^\circ$  の状態)、 $\mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt}$  の  $z$  成分が大きくなるためである。一方で、挿入図にあるように  $x$ ,  $y$  方向のものは  $10^3 \text{ A/m}^2$  という逆に非常に小さい値が得られた。周波数に対して振動しているように見えるのは、計算時間が短いため長時間平均との差がどうしても現れてしまうためである。 $H = 100$  Oe の場合 (図 4.8(b)) でも同様の傾向が得られたが、挿入図にあるように  $y$

に偏極したスピン流のスピン流密度が TM の共鳴周波数で増加し  $10^4 \text{A/m}^2$  が得られた。

以下、この原因について考える。式 4.1 を見れば、面内に偏極したスピン流が生成されるためには  $z$  方向の磁化成分が必要であることはすぐ分かる。そのため、面内に偏極したスピン流はほとんどコアの旋回が担っていると考えられる。その為、旋回軌道の対称性が良い場合には長時間平均をとると打ち消しあってしまう (ac のスピン流は生成される)。一方外部磁場を印加すると、コアが円盤端に近づきポテンシャルが変調され軌道が歪む。そのため、面内方向 (ここでは  $y$  方向) に偏極したスピン流が生成されたと考えることができる。付録 B.3 章に示すように、Py/Pt のスピンプンにおいて Py の FMR から得られる dc 電圧は数～数十  $\mu\text{V}$  程度であり、生成されるスピン流密度は  $10^6 \text{A/m}^2$  のオーダーであるため、今計算から得られている  $10^4$  のオーダーのスピン流では、得られる電圧は我々の測定系でのノイズレベルと同程度である。TM をスピンプンから精度よく測定するためには、Pt よりもスピン軌道相互作用の大きい材料を使う、もしくはスピン流密度を大きくするためコア旋回軌道の非対称性を強める必要がある。軌道を非対称にするための具体案の 1 つとして、付録 A.2 章に示すように円盤の一部を切除し円盤形状自体を非対称にすることが考えられる。

## 4.2 スピントルクダイオードを用いた TM の検出

前節では、スピンプンピングを用いて磁気渦の静磁モードを観測した。しかしながら、TM は観測されなかったことに加え、同実験では多数の円盤のポラリティとカイラリティを制御することが非常に難しい。そのため、TM を検出するためにスピントルクダイオード効果<sup>88,89</sup>を用いた。

### 4.2.1 抵抗振動

ここでは、まず TM に伴う AMR 振動について考える。磁気円盤の電気抵抗  $R$  は、磁気渦のコアの位置  $\mathbf{r} = (x, y)$  に対して、

$$R = R_0 - a_x(x - x_R)^2 + a_y(y - y_R)^2 \quad (4.5)$$

と表される<sup>67</sup>。ここで、 $R_0$  は AMR 以外の抵抗、 $(x_R, y_R)$  は円盤の円心、 $a_x, a_y$  は係数である。これは、変位の正負に対して対称であり  $\cos^2\theta$  の偶関数の振る舞いを表す。また、TM 下のコアの位置を、

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 + \text{Re} \left[ X e^{i\omega t} \right] \\ y_0 + \text{Re} \left[ Y e^{i\omega t} \right] \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

と表す。ここで、 $x_0, y_0$  はコアの平衡位置、 $X = X' + iX''$ 、 $Y = Y' + iY''$  は振幅である。式 4.6 を式 4.5 に代入し、それぞれ  $I_f = I_f^{\text{amp}} \cos 2\pi f t$  と  $I_{2f} = I_{2f}^{\text{amp}} \cos 4\pi f t$  で整流されることを考えれ

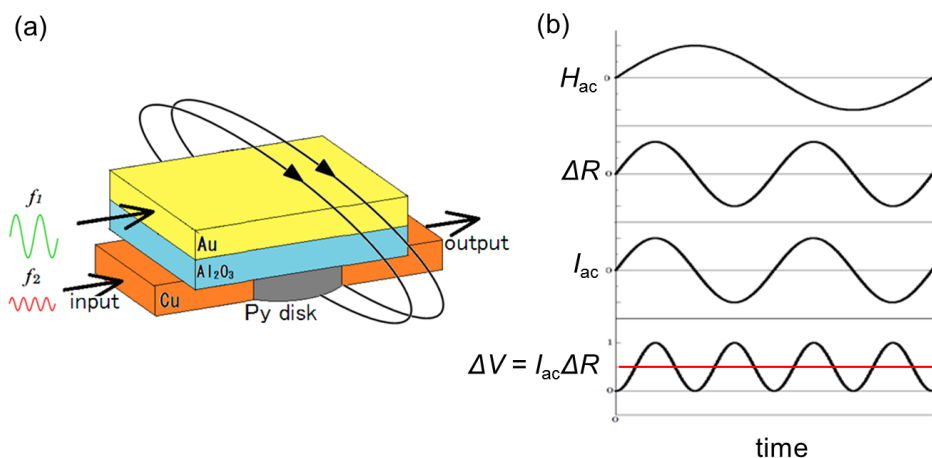


図 4.9. (a)  $2f$  測定回路概念図。 (b) 整流効果と磁場の関係。

ば、dc 電圧  $V_f$ ,  $V_{2f}$  は

$$\begin{aligned} V_f &= -a_x(x_0 - x_R)X' I_f^{\text{amp}} + a_y(y_0 - y_R)Y'' I_f^{\text{amp}} \\ V_{2f} &= -\frac{a_x}{4}(X'^2 + X''^2)I_{2f}^{\text{amp}} + \frac{a_y}{4}(Y'^2 + Y''^2)I_{2f}^{\text{amp}} \end{aligned} \quad (4.7)$$

となる。この式で重要なことは、抵抗振動のうち周波数  $f$  成分に伴う dc 電圧は、コアの平衡位置が円心からずれていないと観測されない事が分かる。一方で、 $2f$  成分に伴う dc 電圧はコアの平衡位置に依存せず一定であることが分かる。

#### 4.2.2 測定回路

TM を抵抗振動の  $f$ ,  $2f$  成分を通じて観測するため、図 4.9 (a) に示すサンプルを作製した。まず、半径 500 nm、厚さ 30 nm の Py 円盤と Cu (50 nm) 電極を作製し、 $\text{Al}_2\text{O}_3$  (100 nm) によりキャップした。その上に CPW を Ti (5 nm)/Au (150 nm) により作製した。TM は、周波数  $f$  の電流を直接磁気渦に注入し、そのスピントランスファートルク等により TM を励起することで、抵抗振動の  $f$  成分による dc 電圧を測定することが可能である (スピントルクダイオード)。加えて、CPW に周波数  $f$  の電流を印加することで、それに伴うエルステッド磁場によって TM を励起する。それと同時に、磁気渦にも Cu 電極を通じて周波数  $2f$  の電流を印加し、AMR 振動の  $2f$  成分による整流作用によって dc 電圧として観測可能である。この時、2 電流の位相差  $\Delta I_{\text{ac}}$  は、 $\Delta I_{\text{ac}} = 0$  とした。また、測定に先立ち Py 円盤において磁気渦構造が安定化していることを MFM 等を用いて確認した (付録 A.1 章参照)。

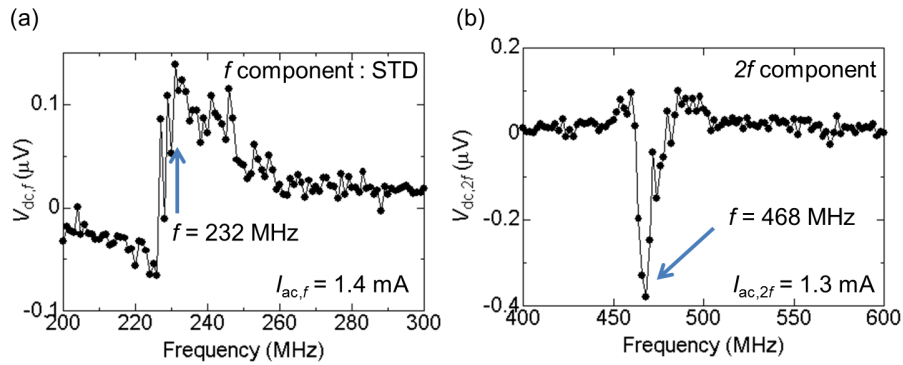


図 4.10. (a)STD により測定した AMR の  $f$  成分。(b) 磁場励起での AMR $2f$  成分。共鳴周波数のおよそ 2 倍の周波数でシグナルを得た。

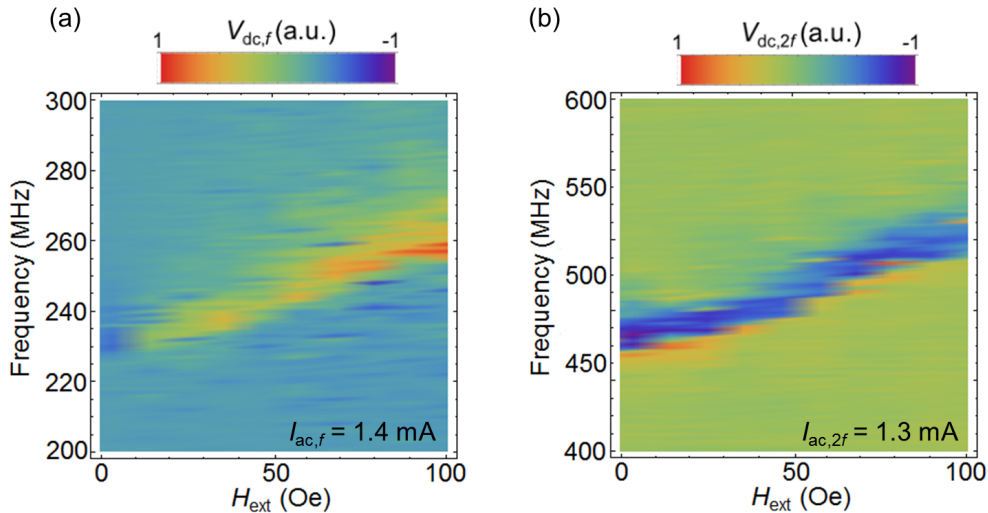


図 4.11. (a) $f$  成分と (b) $2f$  成分の面内外部磁場依存性。

### 4.2.3 dc 電圧スペクトル

図 4.10 (a) には、スピントルクダイオード効果を用いて測定した抵抗振動の  $f$  成分を示す。この結果より、共鳴周波数はおおよそ 232 MHz であることが分かる。また、図 4.10(b) に前節に示した方法で測定した抵抗振動の  $2f$  成分を示す。その結果、周波数がおおよそ 2 倍の 468 MHz で dc 電圧のピークを観測した。このように抵抗振動の  $f$ ,  $2f$  成分が観測されたが、TM に由来するものであることを確認するため、面内外部磁場依存性を測定した。

測定方法は先と同様である。また、外部磁場は電流と平行に印加した。 $f$  成分を図 4.11 (a)、 $2f$  成分を図 4.11 (b) に示す。 $f$  と  $2f$  成分とも磁場の増加に伴い共鳴周波数が増加していることが分かる。この傾向は、磁場印加に伴い実効的なポテンシャルの形状が変化するためと言われしばしば報告されている<sup>24</sup>。これ以降、解析との比較のため外部磁場をコアの変位 ( $\delta x$ ) に

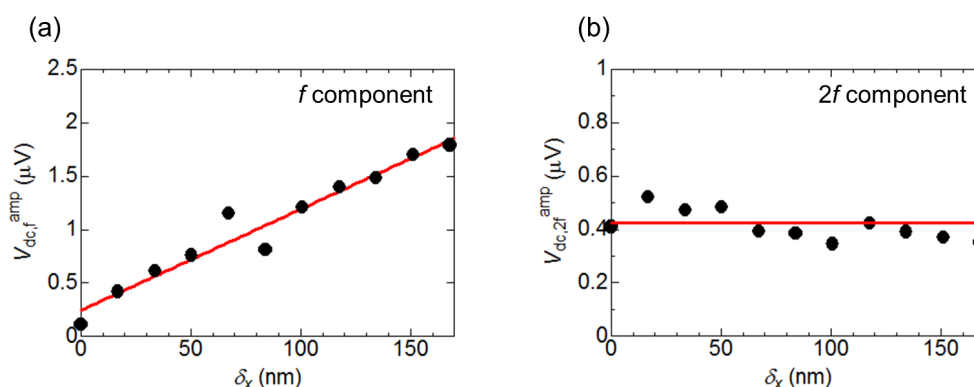


図 4.12. (a) $f$  成分と (b) $2f$  成分のシグナル強度のコア変位依存性。

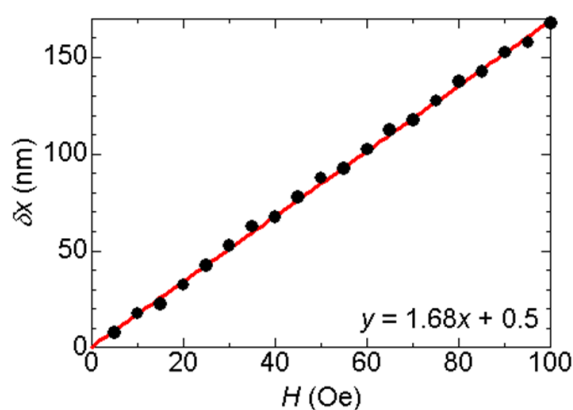


図 4.13. LLG シミュレーションにより得られた、コア変位の外部磁場依存性。

読み替える。外部磁場に対するコアの移動を直接観測することは難しいので、ここではマイクロマグネティックス法による数値計算を用いた。図 4.13 に数値計算により得られた、コア変位の外部磁場依存性を示す。外部磁場が 150 Oe 程度まで、線形にコアが変位していることが確認された。この関係を用いて、外部磁場をコアの変位に書き換える。図 4.11 から両成分の dc 電圧の強度のみをピックアップしたものを図 4.12 に示す。 $f$  成分は、図 4.12 (a) に示すように  $\delta x \approx 0$  においてほとんど電圧が見られないが、コアの変位に応じてシグナル強度が線形に増加している。一方  $2f$  成分については、図 4.12 (b) 示すようにほとんど一定であるが、変位が増大するに連れ強度が若干減少している。これは図 4.11 にあるように鳴周波数が増加しポテンシャルが硬くなったため、コアの回転振幅が減少したためと考えられる。これらの外部磁場 (コアの平衡位置) 依存性は、式 4.7 の傾向と一致している。つまり、 $2f$  成分は外部磁化によるコア平衡位置の円心からのズレに対して一定である一方、 $f$  成分はそのズレに対し線形に増加することが説明され、TM を検出していることが確認された。

#### 4.2.4 本章の小括

本章では、静磁結合を検証するに先立ち、単一の磁気渦における磁化ダイナミクスの検出手法を確立した。以下、詳細をまとめる。

- スピンポンピングを用いた新たな測定手法を提案し、同手法を用いて静磁モードが電圧信号として観測されることを確認した。その電圧信号は励起モードに依存し符号が異なる事が分かり、マイクロマグネティック法を用いた解析から、ダイナミクスの分布が電圧信号と関連することが分かった。このことから、電圧信号を見ることでダイナミクスの分布の情報が得られることを示した。
- スピンポンピングを TM の周波数帯域でも行ったが TM は観測されなかった。マイクロマグネティック計算から生成されるスピン流の密度を見積もったところ、現状では検出が難しいことがわかった。一方で、スピン流密度はコア旋回の軌道に関連しており、軌道を非対称に歪めることで検出される可能性があることを示した。
- スピントルクダイオード効果を用いて、TM を電圧信号として観測した。この時、TM の共鳴周波数と同周波数成分と 2 倍の周波数成分が観測された。この 2 つの成分は外部磁場依存性が異なり、同周波数成分は外部磁場に比例し、2 倍の成分は外部磁場に殆ど依存しないことが実験的に確認され、同実験手法により旋回振幅を定量的に評価出来ることを示した。

## 第 5 章

# 磁気渦対における TM

磁気渦を十分に隣接させると、静磁結合により相互作用する。本章では、磁気渦格子の単位構造である磁気渦の対において相互作用する磁気渦コアのダイナミクスをスピントルクダイオード効果を用いて検証した実験について述べる。

### 5.1 磁気渦対における共鳴周波数

測定回路と磁気渦対の走査電子顕微鏡 (SEM) 像を図 5.1 (a) に示す。磁気渦には電流を印加するための Cu 電極が貼り付けられている。ここでは左側の円盤に ac 電流  $I_{ac1}$  を印加し、スピントルクダイオード効果によって整流された dc 電圧  $V_{dc1}$  を観測した。磁気渦の半径は 500 nm、厚さは 30 nm、磁気渦間のエッジ間距離は 100 nm とした。以降のすべての実験で、円盤間エッジ間距離は 100 nm とした。磁気渦のポラリティは、付録 A.2 章に示す方法を用いて操作した。また、カイラリティはここでは制御していない。その結果を、図 5.1 (b) に示す。まず、図 5.1 (b) 上図は単磁気渦の場合の参考データであり、単一の電圧ピークが周波数  $f_0$  で観測される。一方、磁気渦対の場合には、図 5.1 (b) 中図 ( $p_1 p_2 = 1$ )、下図 ( $p_1 p_2 = -1$ ) に示すように、dc 電圧ピークが単磁気渦の共鳴周波数  $f_0$  に対し分裂している事が分かる。またその分裂幅は、 $p_1 p_2 = 1$  の場合には 10 MHz、 $p_1 p_2 = -1$  では 27 MHz となり、ポラリティに依存して変化していることが確認された。すなわち、磁気渦対においては計 4 つの準位が存在することが分かった。

この様子を理解するため、マイクロマグネティックス法を用いた数値計算を行った。実験と同様な磁気渦対の構造を用意し、左側の円盤に ac 電流を印加し、印加開始から 100 ns まで磁化ダイナミクスの時間発展を計算した。ここでは、 $p_1 = 1, p_2 = 1$  と  $p_1 = 1, p_2 = -1$  の初期状態を用意した。また両者において  $c_1 = c_2 = 1$  とした。図 5.2 (a) に、電流印加から 100 ns 後に左円盤で得られたコアの巡回振幅の周波数依存性を示す。実験で得られたように、共鳴周波数の分裂及び、ポラリティに依存した分裂幅の変調を確認した。その時のコアの運動を理解するため、コアの  $y$  方向への振動に注目する。まず、ポラリティが平行の場合を考える ( $p_1 p_2 = 1$ ) 図 5.2 (b) に  $p_1 = 1, p_2 = 1, 235 \text{ MHz}$ 、図 5.2 (c) には  $p_1 = 1, p_2 = 1, 250 \text{ MHz}$



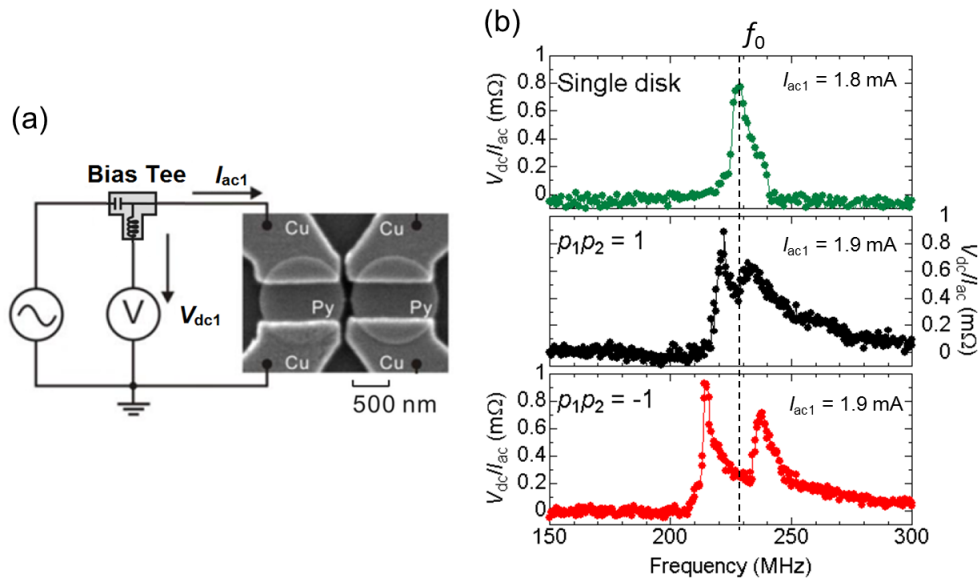


図 5.1. (a) 測定回路及び Py 円盤の SEM 像。(b) dc 電圧スペクトル。上図は単磁気渦、中図は磁気渦対において  $p_1 p_2 = 1$  の場合、下図は  $p_1 p_2 = -1$  の場合。

での左右円盤それぞれで得られたコアの  $x, y$  方向への時間発展を示す。低周波側のピークに対応する 230 MHz では、コアの変位は  $x, y$  両方向で同位相で振動していることが分かる。一方で、高周波側のピークに対応する 250 MHz では、 $x, y$  方向の変位が反位相で振動していることが分かった。次にポラリティが反平行 ( $p_1 p_2 = -1$ ) の場合を考える。図 5.2 (d) に  $p_1 p_2 = -1, 230 \text{ MHz}$ 、図 5.2 (e) に  $p_1 p_2 = -1, 260 \text{ MHz}$  の場合について同様の時間発展を示す。230 MHz が低周波側の 260 MHz が高周波側のピークに対応する。両周波数においても、 $y$  方向の振動は  $p_1 p_2 = 1$  の場合と同様に、低周波側ではコアが同位相、高周波側では反位相で振動していることが確認される。一方で  $x$  方向の振動は、 $y$  の振動と反位相で振動していることが確認された。

このようなコアの旋回位相差 ( $\Delta^{\text{core}}$ ) は、円盤端に発生する磁極に関連している。旋回の位相と磁極の分布をまとめると、図 5.3 のようになる。ここでは、縦方向に周波数を取り。円盤内の矢印は磁化の向きを表し磁極を一般的な磁石の S, N 極で表している。 $p_1 p_2 = 1$  の低周波側のモードを見てみると、 $x$  方向の振動は反結合的な磁極分布を持ち、 $y$  方向の振動は結合的な磁極分布を持っている。また、極の距離が近い  $y$  方向の振動に伴うエネルギーの寄与が  $x$  方向のそれによる寄与よりも大きいため (第 2.3.3 章参照)、旋回運動として両方向の振動の寄与を考えれば、相互作用によりエネルギーは減少している結合モードだと考えられる。一方で、高周波側のモードでは先程と逆に  $x$  方向は結合的に、 $y$  方向は反結合的になるため、旋回運動考えればこのモードは反結合モードに対応する。 $p_1 p_2 = -1$  の場合も同様に考えると、低周波側のモードは  $x, y$  の振動とも結合状態に対応するため、 $p_1 p_2 = 1$  の場合よりもエネルギーの低い結合モードになり、高周波側のモードも同様にエネルギーの高い反結合モード

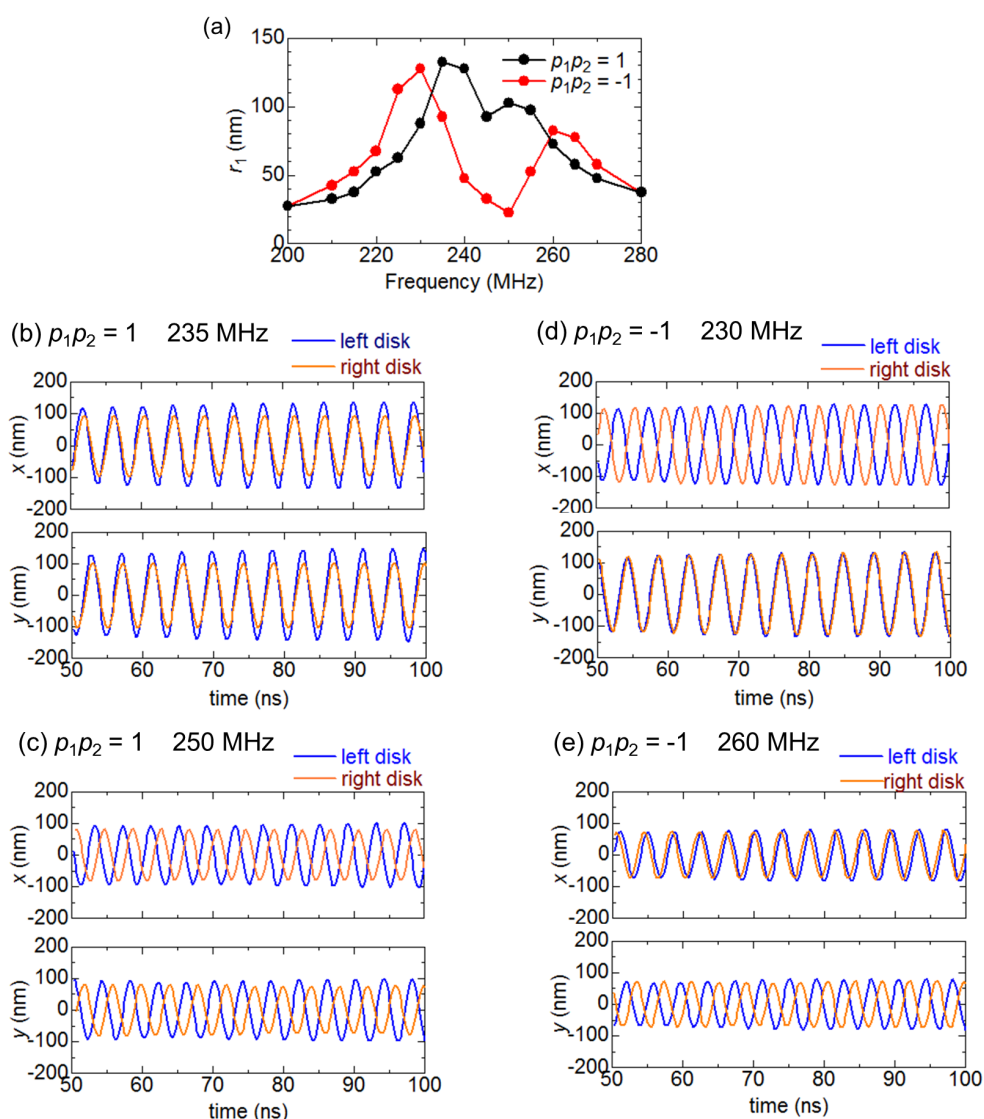


図 5.2. (a) マイクロマグネティックシミュレーションにより得られた、左円盤におけるコアの定常振幅の周波数依存性。 $p_1 = 1$ ,  $p_2 = 1$  における、(b) 235 MHz、(c) 250 MHz でのコアの  $x$ ,  $y$  方向への振動の時間発展。 $p_1 = 1$ ,  $p_2 = -1$  における、(b) 230 MHz、(c) 260 MHz でのコアの  $x$ ,  $y$  方向への振動の時間発展。カイラリティは全て、 $c_1 = c_2 = 1$  である。

になる。このように、磁気渦対による共鳴周波数分裂はポラリティに依存したコアの旋回位相差 ( $\Delta^{\text{core}}$ ) による静磁結合の変調により理解されることが分かった。以上の実験は、Sugimoto らによって行われた実験<sup>102</sup> の再現実験である。

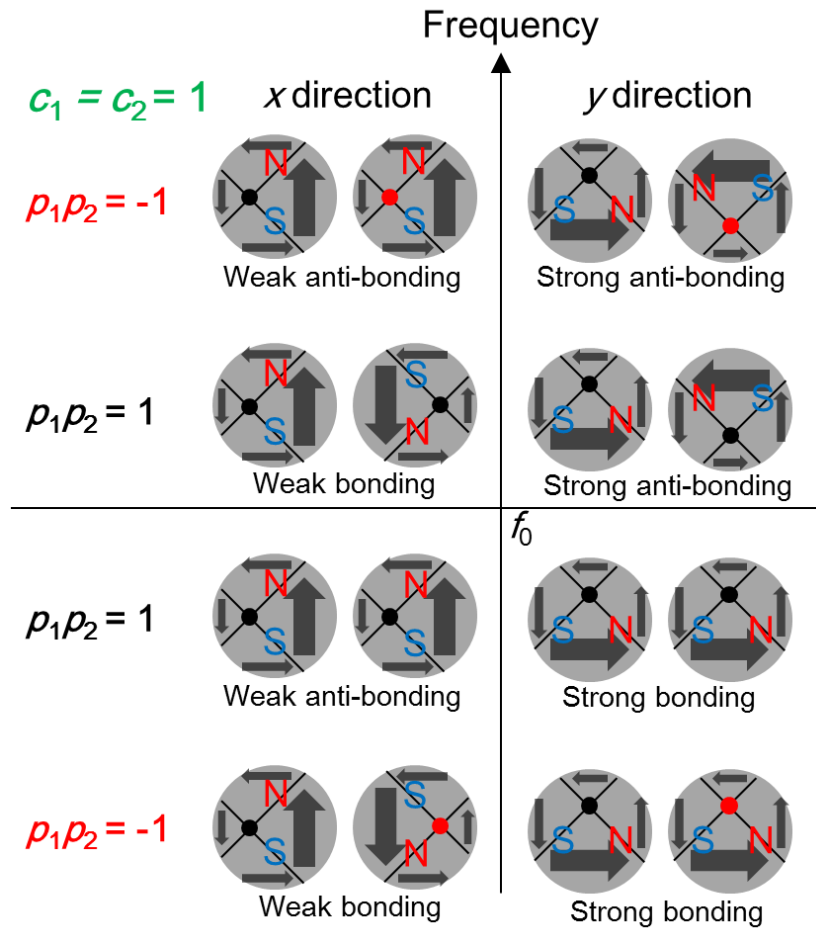


図 5.3. 磁気渦対における準位分裂の様子。縦方向は周波数を表し、左列には x 方向の振動に、右列には y 方向の振動に対応する。ポラリティを円盤内の黒丸 ( $p = 1$ )、赤丸 ( $p = -1$ ) で表し、円盤内の黒矢印は磁化の方向を大きさを表している。現れる磁極は磁石の N, S 極として表している。ポラリティに依存し計 4 つの準位に分裂し、その結合モードと反結合モードはコア旋回の位相差  $\Delta^{\text{core}}$  により特徴づけられる。

## 5.2 カイラリティに依存した旋回の位相反転

前節の議論ではカイラリティの寄与を考慮していなかった。しかしながら、静磁結合に寄与する円盤端の磁極はカイラリティにより反転することが期待される。すなわち、静磁結合により間接的に励起されている円盤では、コアの回転する位相がカイラリティの組み合わせによって反転することが予想される。この旋回運動の位相は AMR 振動の位相に直結し、結局 dc 電圧の符号を反転させる効果があると考えられる。次にその効果を検証した実験について示す。

図 5.4 (a) に測定回路を示す。ここでは、両方の円盤に電極を作成し、左側の円盤に TM を励起するための強 ac 電流  $I_{\text{ac}1}$ 、右側の円盤にも TM を検出するための弱 ac 電流  $I_{\text{ac}2}$  を印加す

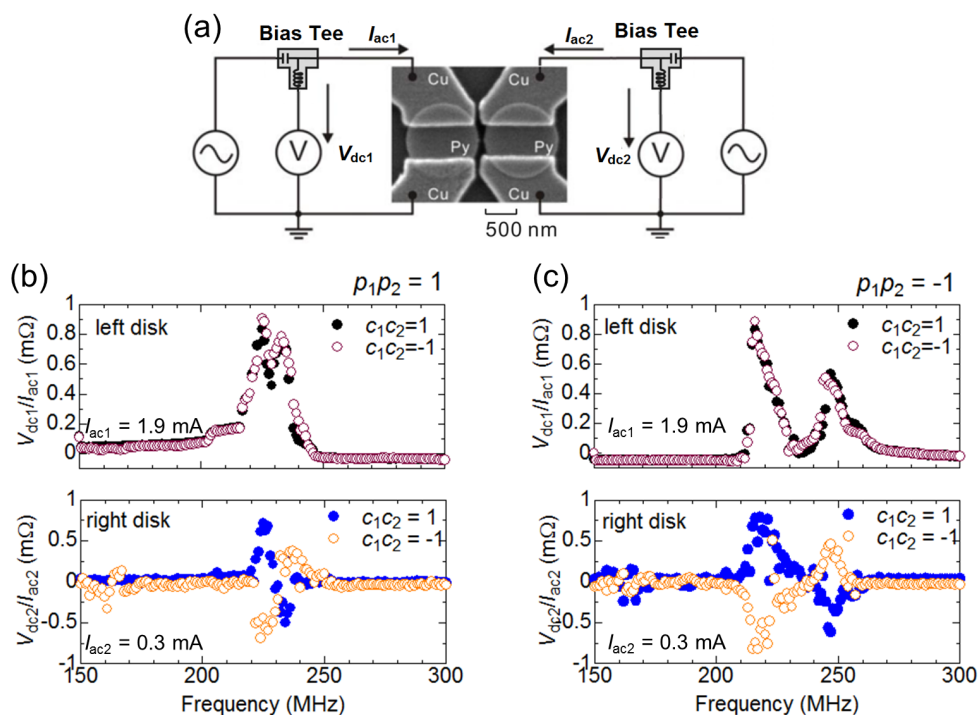


図 5.4. (a) 測定回路概念図及び、磁気渦対の SEM 像。(b)  $p_1 p_2 = 1$  の場合に得られた dc 電圧スペクトル。上図は左側 (直接励起側)、下図が右側 (間接励起側) に対応する。(c)  $p_1 p_2 = -1$  の場合に得られた dc 電圧スペクトル。上図は左側、下図が右側に対応する。

る。この微弱電流のみでは磁気渦の共鳴スペクトルが見られず TM を励起していないことを事前に確認した。このとき、その 2 つの ac 電流間の位相差  $\Delta I_{ac}$  は、 $\Delta I_{ac} = 0$  とした。

まず、 $p_1 p_2 = 1$  の場合について、その結果を図 5.4 (b) に示す。図 5.4 (b) 上図に示すように左側の円盤では、2 つの共鳴ピークが観測された。この共鳴ピークは、カイラリティの組み合わせに依存せず確認されることが確かめられた。図 5.4 (b) 下図に右側の円盤で得られた dc 電圧スペクトルを  $c_1 c_2 = 1$ ,  $-1$  の場合について示す。まず、 $c_1 c_2 = 1$  の場合には、低周波側では正の dc 電圧が、高周波側では負の dc 電圧が観測された。この dc 電圧の符号は、コアの旋回位相に関連している。すなわち、直接励起した左側の円盤では両共鳴周波数で正の dc 電圧が観測されている状態で、 $\Delta I_{ac} = 0$  としているので、右側の円盤においても正の電圧が観測されれば、左の円盤と同位相で旋回していることを、負の電圧が観測されたならば反位相で旋回していることを意味する。そのため、低周波側では両コアが同位相で旋回している結合モード、高周波側では反位相旋回する反結合モードであることが実験的にも確認された。また、 $c_1 c_2 = -1$  の場合には、dc 電圧の符号が  $c_1 c_2 = 1$  の場合に対して反転していることが分かる。すなわち、低周波側では反位相で、高周波側では同位相で旋回していることが確認される。これは、静磁結合により間接励起された円盤では、コアの旋回位相差  $\Delta^{core}$  がカイラリティによって反転することを示している。同様の結果は、図 5.4 (c) に示すように、 $p_1 p_2 = -1$  の場合にも確認された。以上から、間接励起された円盤においてはカイラリティによってコア

の旋回位相が反転することが確かめられた。

### 5.3 非共鳴周波数でのエネルギー輸送

今までは、共鳴周波数でのコアのダイナミクスについて議論してきた。しかしながら、非共鳴周波数では次のようなダイナミクスが起こることが数値計算によって予想されている<sup>103</sup>。そこでは、磁気渦対の左側の円盤を周波数  $f_0$  (単磁気渦の共鳴周波数) の振動磁場で運動させ、 $f_0$  でのコアの旋回振幅を比較している。その結果、 $p_1 p_2 = 1$  が平行の場合は左右両コアの振幅は同程度であるが、 $p_1 p_2 = -1$  の場合は、間接的に励起された側での振幅が直接励起した側のそれよりも大きくなり、エネルギーが右側の円盤に輸送されていることが示された。本節では、同効果の電氣的検出、及び静磁結合による理解を試みた研究について示す<sup>104</sup>。

ここでは、前節と同じ構造のサンプルを用いてスピントルクダイオード効果によって振幅を評価する。まず、 $p_1 p_2 = -1$  とした。

振幅を定量的に議論する必要があるため、スピントルクダイオード効果で得られる dc 電圧について考える。前章で述べたように、コアの移動に対し円盤の電気抵抗は、<sup>67</sup>

$$R = R_0 - a_x(x - x_R)^2 + a_y(y - y_R)^2 \quad (5.1)$$

と表される。また、コアの旋回運動を考えれば整流された dc 電圧は、

$$V_f = -a_x(x_0 - x_R)X'I_f^{\text{amp}} + a_y(y_0 - y_R)Y''I_f^{\text{amp}} \quad (5.2)$$

と表される。つまり、dc 電圧はコアの回転振幅に比例する。これに加えて重要な事は、検出される dc 電圧の大きさはコア平衡位置の円心からのズレに比例し、またその信号形状はそのズレる方向に依存することである。コアの回転振幅を両円盤で正しく比較するためには、両者のコアの平衡位置が全く同じであることが要求される。そのため、dc 電圧スペクトルを両円盤において独立に測定し、それらのスペクトル形状が似通っている適当なサンプルを選んだ。そのサンプルで左右独立に測定された dc 電圧スペクトルを、図 5.5 に示す。共鳴ピークの前後では多少違いはあるものの、ピークの部分ではほとんど一致している。このようなサンプルを用いることで dc 電圧スペクトルからコアの旋回振幅を比較することができる。右側の円盤で得られた生データでは負の dc 電圧として観測されたが、ここでは比較のため符号を反転させている。dc 電圧の符号はコアの平衡位置が上下どちらにずれているかに対応するが、振幅の絶対値を議論する場合には問題にならない。

次に、このようなサンプルを用いて、左側の円盤には励起するための強電流  $I_{ac1}$ 、右側の円盤ではダイナミクスに影響を与えない程度の弱電流  $I_{ac2}$  を注入し、dc 電圧スペクトルを測定する。しかしながら前節で示したように、間接的に励起される右側の磁気渦では、そのコア回転の位相が直接励起した側と一致しないことが問題になる。つまり、2 電流の位相差をある 1 点に決めてしまうと、間接励起された右側では AMR と電流の位相が周波数に依存してずれていくので正しい電圧振幅が測定できない。そのため、測定するすべての周波数で電流位相差につ

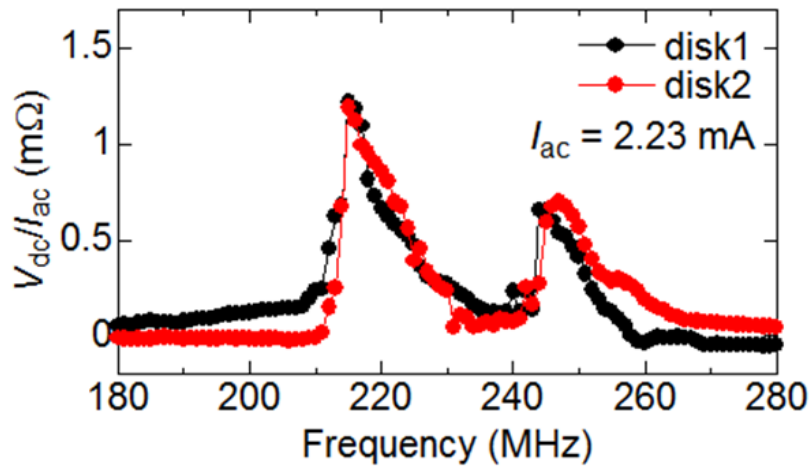


図 5.5. 両円盤において独立に測定された dc 電圧スペクトル<sup>104</sup>。

いての依存性を測定する必要がある。その様子を、図 5.6(a) に 215 MHz、(b) に 230 MHz の場合について示す。まず、215 MHz の場合を見てみると、励起した左側では、dc 電圧が位相差にほとんど依存しておらずほぼ一定である一方、間接励起した右側では、sin カーブを描いていることが分かる。このことから、まず検出用の電流 ( $I_{ac2}$ ) が全体のダイナミクスにほとんど影響を与えていないことが分かる。加えて位相差依存性を見ることで間接励起側で dc 電圧の最大値が測定できることである。つまり、AMR と電流の位相差が 0 である点を探し出すことができる。この dc 電圧の最大値がコアの旋回振幅に対応し、この時の位相がコア旋回の相対位相に対応する。間接励起側では、 $\Delta I_{ac} = 0^\circ$  の時 dc 電圧が最大値を取り、またその時の dc 電圧が直接励起側と同程度であることから、両コアが同位相で同程度の振幅で旋回していることが読み取れる。230 MHz でも、直接励起側ではほぼ一定、間接励起側では sin カーブが観測された。しかしながら、間接励起側で  $\Delta I_{ac} = -90^\circ$  で dc 電圧が最大値を取り、その時の dc 電圧は調節励起側よりも大きい。これはすなわち、間接励起されたコアの旋回が直接励起されたそれよりも大きいことを示しており、数値計算により予想された効果を観測できていると考えられる。その時の、dc 電圧の比 ( $V_{dc,R}/V_{dc,L}$ ) すなわち回転振幅の比は、2.3 であった。また、これ以降回転振幅の比ではなく、磁気渦対全体のエネルギーに対する個々の磁気渦に蓄えられたエネルギーの比  $\gamma_g$  ( $\gamma_{g,L} = \frac{1}{1+(V_{dc,R}/V_{dc,L})^2}$ ,  $\gamma_{g,R} = \frac{(V_{dc,R}/V_{dc,L})^2}{1+(V_{dc,R}/V_{dc,L})^2}$ ) を用いて議論する。

次に、エネルギー貯蔵比  $\gamma_g$  の周波数依存性を図 5.7 示す。x 軸の両端が共鳴周波数である。まず、共鳴周波数では、両円盤において  $\gamma_g = 0.5$  である。すなわち、等方的にエネルギーが蓄えられていることが分かる。一方で、共鳴周波数の間の領域では、エネルギーが間接励起された右側の円盤に偏っていることが分かった。このような周波数依存性は、先行研究においては議論されていないため、その原因を考える。そのため、マイクロマグネティックス法による数値計算を行った。

数値計算においては、間接励起された右側の円盤に注入していた弱電流を無視し、直接励起

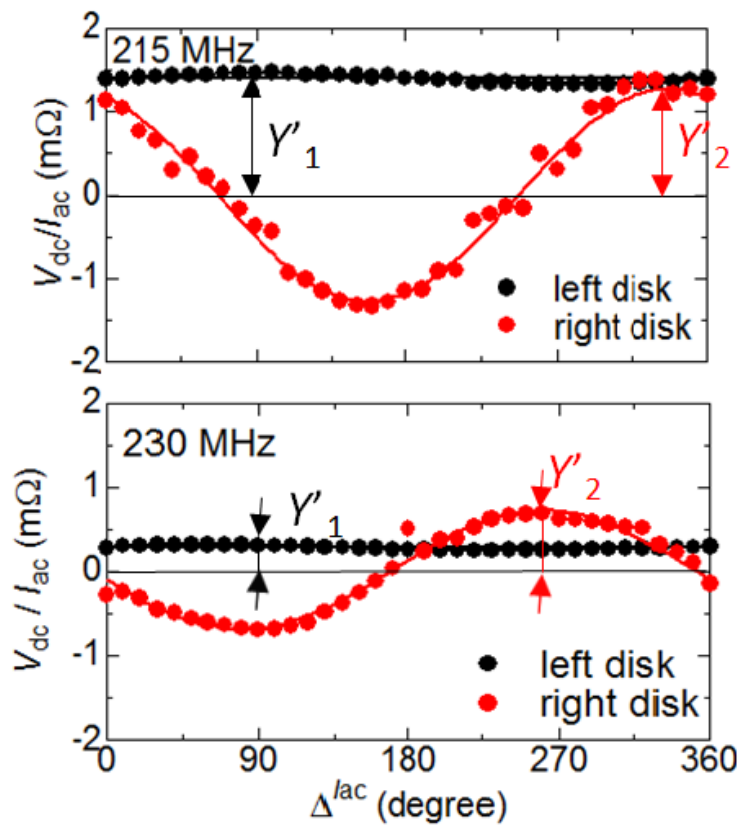


図 5.6. (a)215 MHz、(b)230 MHz における、dc 電圧の電流位相差  $\Delta$  依存性<sup>104</sup>。  $I_{ac1} = 2.2$  mA、 $I_{ac2} = 0.23$  mA とした。

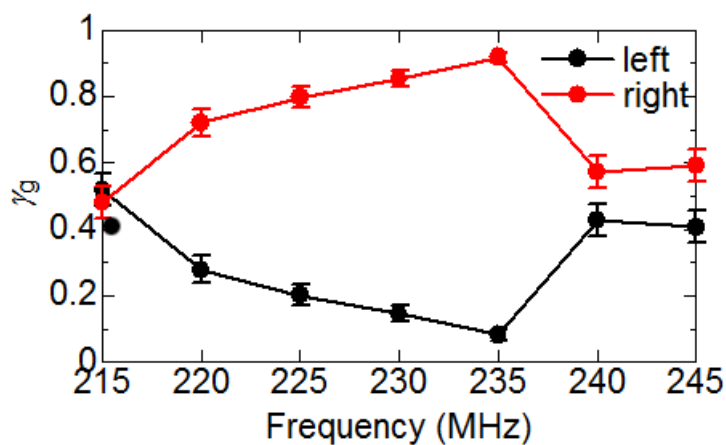


図 5.7. エネルギー貯蔵比の周波数依存性<sup>104</sup>。

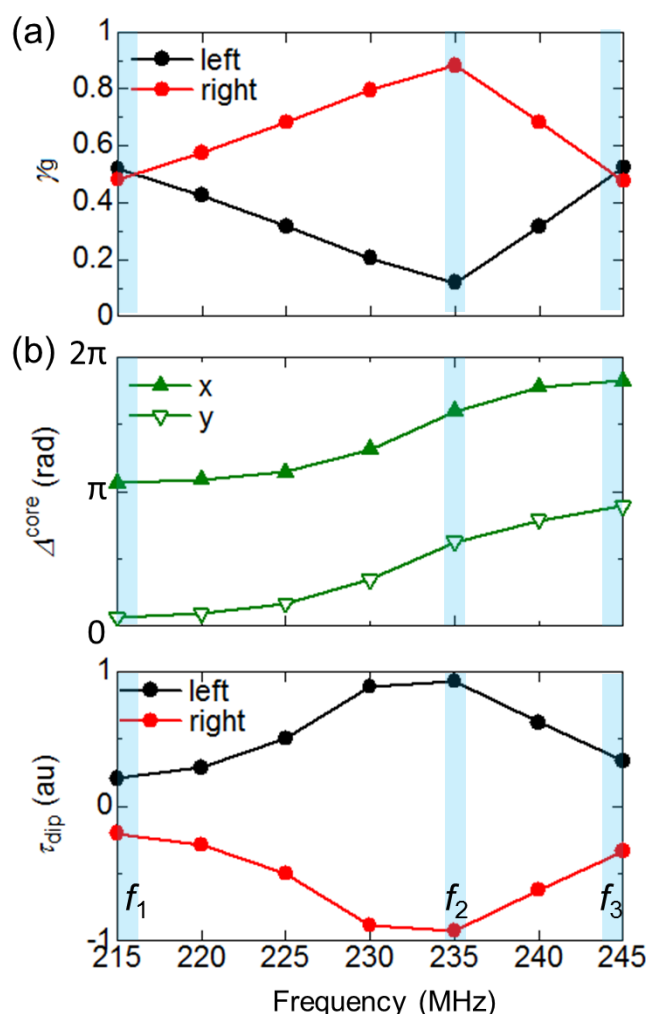


図 5.8. 数値計算による、エネルギー貯蔵比 (a)、コア位相差 (b)、及び静磁結合によるダンピングトルク (c) の周波数依存性<sup>104</sup>。

された左側に励起電流のみを印加した。電流注入開始後 100 ns まで時間発展を計算し、コアの定常回転振幅を得た。そこから  $\gamma_g$  を計算した。ポラリティは、 $p_1 = 1$ ,  $p_2 = -1$ 、カイラリティは  $c_1 = c_2 = 1$  とした。その結果を、図 5.8 (a) に示す。共鳴周波数  $f_1$ ,  $f_3$  では、両円盤において  $\gamma_g = 0.5$  となりエネルギーが等方的に分配されている。それらの間の周波数領域では、右側により多くのエネルギーが蓄えられており、周波数  $f_2$  で最大値を取っている。このような振る舞いは、実験により得られた周波数依存性を定性的に再現している。誤差の原因は、図 5.5 に見て取れるように、コアの位置が両円盤で完全に一致せず、アンチローレンチアンの成分が若干重畳したためだと考えられる。

この現象は明らかに静磁結合がその本質だと予想することができる。現象を理解するにあたって、両コアの回転の位相差  $\Delta^{core}$  に注目する。左と右のコアの回転は、結合モードは同位相、反結合モードでは反位相のように、互いに位相差を持って旋回運動をしており、静磁結



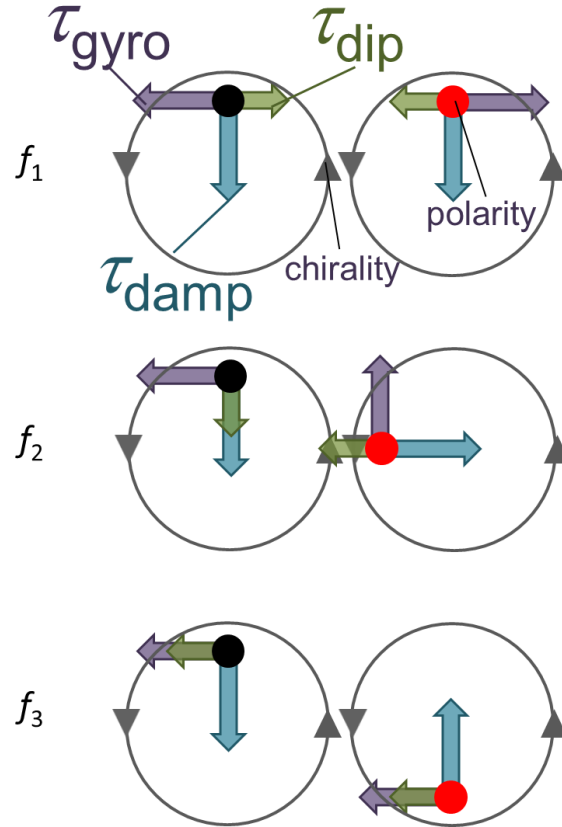


図 5.9.  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$  における、コアに働くトルクの模式図。紫矢印がジャイロトルク、青矢印がダンピングトルク、緑矢印がダイポールトルクを表す。図中黒丸は  $p = 1$  を赤丸は  $p = -1$  であることを示す。また、円上の矢印はカイラリティを表す<sup>104</sup>。

合を理解する上で重要である。マイクロマグネティックス法による数値計算により得られた  $\Delta^{\text{core}}$  の周波数依存性を、 $x$ ,  $y$  方向に分離して図 5.8 (b) に示す。共鳴周波数  $f_1$ ,  $f_3$  の間の領域で、 $x$  方向の振動では位相差が  $\pi \sim 2\pi$  を滑らかに変化しており、 $f_2$  でおよそ  $\frac{3}{2}\pi$  を取っている。 $y$  方向では  $0 \sim \pi$  を変化しており、 $f_2$  で  $\frac{1}{2}\pi$  を取っていることが分かる。

この位相差の寄与を理解するために Thiele 式に則って考える。磁気渦構造における Thiele 式は、<sup>13,18</sup>

$$-\mathbf{G}(p_i) \times \dot{\mathbf{r}}_i = -\frac{\delta U(\mathbf{r}_i)}{\delta \mathbf{r}_i} - \alpha D \dot{\mathbf{r}}_i \quad (5.3)$$

と表される。 $i$  は、左と右の磁気渦に対応する。ポテンシャルエネルギー  $U$  は、

$$U(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{2} k r_i^2 \quad (5.4)$$

$$U_{\text{int}} = \frac{c_1 c_2 (\eta_x x_2 x_2 - \eta_y y_1 y_2)}{R_d^2} \quad (5.5)$$

と表される。 $U_{\text{int}}$  はダイポール相互作用によるエネルギーである<sup>11</sup>。今、定常運動を考え左右

それぞれのコアの運動を  $(\text{Re}[X_1 e^{i\omega t}], p_1 \text{Re}[Y_1 e^{i\omega t}])$ 、 $(\text{Re}[X_1 e^{i(\omega t - \Delta_x^{\text{core}})}], p_2 \text{Re}[Y_2 e^{i(\omega t - \Delta_y^{\text{core}})}])$  と表す。ここで、 $Y$  の振動に  $p$  を掛けることによって振動位相の反転を表す方法が数々の論文で採用されている<sup>67,105,107</sup> が、ここでは位相反転の効果も  $\Delta^{\text{core}}$  に含まれているため省く必要がある。これらの式を、式 5.3 に代入すると左側の円盤について、その右辺は、

$$\begin{pmatrix} -\kappa'_{x,1} X_1 e^{i\omega t} - i\alpha'_{x,1} D\omega X_1 e^{i\omega t} \\ -\kappa'_{y,1} Y_1 e^{i\omega t} - i\alpha'_{y,1} D\omega Y_1 e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

と表せる。ただし、 $\kappa'$ 、 $\alpha'$  は、

$$\kappa'_{x,1} = \kappa + \frac{c_1 c_2 \eta_x X_2 \cos \Delta_x^{\text{core}}}{R_d^2 X_1}, \kappa'_{y,1} = \kappa - \frac{c_1 c_2 \eta_y Y_2 \cos \Delta_y^{\text{core}}}{R_d^2 Y_1} \quad (5.7)$$

$$\alpha'_{x,1} = \alpha - \frac{c_1 c_2 \eta_x X_2 \sin \Delta_x^{\text{core}}}{D\omega R_d^2 X_1}, \alpha'_{y,1} = \alpha + \frac{c_1 c_2 \eta_y Y_2 \sin \Delta_y^{\text{core}}}{D\omega R_d^2 Y_1} \quad (5.8)$$

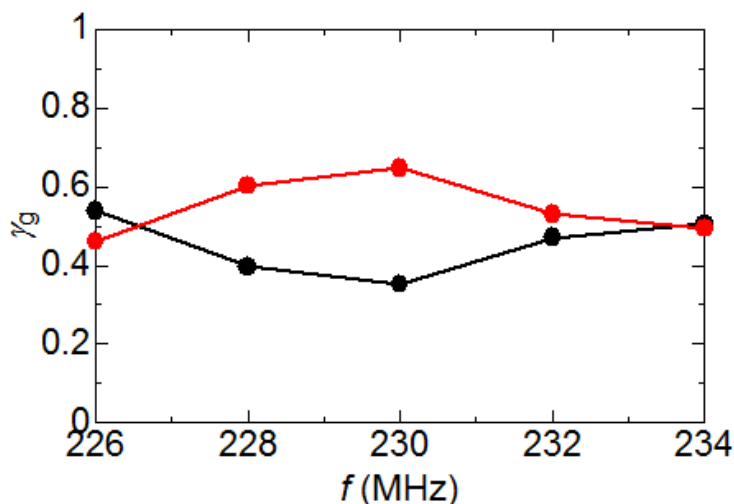
と表され、静磁相互作用により変調された実行的な値である。まず、 $f_1$  について考える。図 5.8 (b) から  $f_1$  ではおおよそ  $\Delta_x^{\text{core}} = \pi$ 、 $\Delta_y^{\text{core}} = 0$  となっている。これを式 5.7 に代入すると、 $\kappa'_x$ 、 $\kappa'_y$  とも、もとの  $\kappa$  を減少させるように静磁結合が働くことが分かる。これは、共鳴周波数の減少に対応する。一方、 $\alpha'$  への寄与はほぼないことも分かる。次に  $f_3$  では、 $\Delta_x^{\text{core}} = 0$ 、 $\Delta_y^{\text{core}} = \pi$  となっているため、 $f_1$  の場合とは逆に  $\kappa'_x$ 、 $\kappa'_y$  を増加させるように静磁結合が働く。これは、共鳴周波数の増加に対応する。一方、 $\alpha'$  へは  $f_1$  の場合と同様にほとんど寄与しないことが分かる。 $f_2$  では、 $\Delta_x^{\text{core}} = \frac{3}{2}\pi$ 、 $\Delta_y^{\text{core}} = \frac{1}{2}\pi$  である。この場合では、 $f_1$ 、 $f_3$  とは異なり、 $\kappa'$  へ寄与しない。一方で、 $\alpha'_x$ 、 $\alpha'_y$  に対しては、それらを増加させるように静磁結合が働く事が分かる。式 5.7 は左側の円盤についてであるが、右の円盤においては、

$$\begin{pmatrix} -\kappa'_{x,2} X_2 e^{i\omega t - \Delta_x^{\text{core}}} - i\alpha'_{x,2} D\omega X_2 e^{i\omega t - \Delta_x^{\text{core}}} \\ -\kappa'_{y,2} Y_2 e^{i\omega t - \Delta_y^{\text{core}}} - i\alpha'_{y,2} D\omega Y_2 e^{i\omega t - \Delta_y^{\text{core}}} \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

$$\kappa'_{x,2} = \kappa + \frac{c_1 c_2 \eta_x X_1 \cos \Delta_x^{\text{core}}}{R_d^2 X_2}, \kappa'_{y,2} = \kappa - \frac{c_1 c_2 \eta_y Y_1 \cos \Delta_y^{\text{core}}}{R_d^2 Y_2} \quad (5.10)$$

$$\alpha'_{x,2} = \alpha + \frac{c_1 c_2 \eta_x X_1 \sin \Delta_x^{\text{core}}}{D\omega R_d^2 X_2}, \alpha'_{y,2} = \alpha - \frac{c_1 c_2 \eta_y Y_1 \sin \Delta_y^{\text{core}}}{D\omega R_d^2 Y_2} \quad (5.11)$$

となる。注目すべき左側の場合との違いは、 $\alpha'$  に対する静磁結合の寄与が正負反転している点である。そのため、 $f_1$ 、 $f_3$  での  $\kappa'$  への寄与は左側と変わらない一方で、 $f_2$  では  $\alpha'$  を減少させるように静磁結合が寄与することが分かる。この様に、ダイポール相互作用が実効的なダンピングを左側では増加させ、右側では減少させたため、右側の円盤で旋回半径が左に比べ大きくなったと理解できる。式 5.6 及び式 5.9 から  $\alpha'$  の変調に寄与するトルクを計算すると、図 5.8 (c) のようになる。ここでは、本来のダンピングトルクと方向を正、その逆方向を負としている。このように、位相変化に応じてダンピングの変調強度が変わっていることが、エネルギー貯蔵量の偏りの原因だと考えられる。このようなトルクの間係をまとめると、図 5.9 のようになる。すなわち、 $f_1$  では静磁結合によるダイポールトルクは復元力を弱めジャイロトル

図 5.10.  $p_1 p_2 = 1$ 

の場合のエネルギー貯蔵比の周波数依存性。

クを減少させる方向に、 $f_3$  では逆にジャイロトルクを増加させる方向に働く。その間の周波数  $f_2$  では、ジャイロトルクへの寄与はなく、ダンピングトルクを左側では増加させるように、右側では減少させるように働く。

次に  $p_1 p_2 = 1$  の場合について、 $\gamma_g$  の周波数依存性を測定した。その結果を図 5.10 に示す。この図においても、 $x$  軸の両端を共鳴周波数としている。 $p_1 p_2 = -1$  の場合と同様に、共鳴周波数では両円盤において  $\gamma_g = 0.5$  程度であるが、間の非共鳴周波数では、エネルギーが偏っていることが分かる。しかしながらその偏りは、 $p_1 p_2 = -1$  の場合と比較して小さい。これは、先程の議論によって説明できる。コアの旋回位相差に伴いダンピングの変調されることは、ポラリティが平行の場合にも成り立つ。しかしながら、共鳴周波数の分裂幅からも分かるように、ダイポール相互作用は  $p_1 p_2 = -1$  の場合と比較して小さい。そのため、ダンピングの変調は抑制され、それに伴いエネルギーの偏りも抑制されたと考えることができる。

以上のように、先行研究<sup>103</sup>によって予想された非共鳴周波数におけるポラリティに依存したエネルギー輸送の偏りが実験的に確認された。また、その原因が、コアの回転が位相差を持つことに起因する実行的なダンピングの変調にあることが理解された。

### 5.3.1 本章の小括

本章では、マグノンニック結晶において重要な役割を果たす静磁結合について、最も単純な結合系である磁気渦対を用いて検証した。磁気渦対における TM をスピントルクダイオード効果を用いて測定し、静磁結合の寄与をポラリティ、カイラリティ、及びコアの旋回位相の観点から理解した。以下に詳細をまとめる。

- 磁気渦対の一方で、スピントルクダイオード効果を用いて電圧信号を測定した結果、単

磁気渦ではただ1つであったTMの共鳴周波数が、磁気渦対においては2つに分裂することが確認された。また、その分裂幅がポラリティの組み合わせに依存して異なり、ポラリティが反平行の場合のほうが平行の場合と比較し結合強度が強くなることが確かめられた。このことは、コアの相対的な旋回位相により説明できることがマイクロマグネティック計算から確かめられた。

- 静磁結合により間接的に励起された円盤にも微小なac電流を印加することで、そのダイナミクスを検証した。その結果、分裂した2つの共鳴周波数において符号が異なる電圧信号が得られた。マイクロマグネティック計算との比較から、電圧信号が旋回位相と関連しており、2つの共鳴周波数でコアの相対的な旋回位相が反転していることが確認された。加えて、カイラリティの組み合わせを変えることで同電圧信号の符号が反転することが分かり、カイラリティによりコアの旋回位相が反転することが分かった。
- 両コアの旋回振幅を定量的に評価した結果、2つの共鳴周波数の間の周波数帯において励起したコアの振幅よりも、間接的に励起されたコアの振幅のほうが大きくなる現象が確認された。マイクロマグネティック計算と比較したところ、周波数に依存して両コアの相対的な旋回位相が変化し、それにもなって静磁結合により実効的なダンピングが変化していることが原因であることが分かった。これによって任意の位相差における静磁結合の寄与が理解された。

## 第 6 章

### 3 連磁気渦列

前章では、磁気渦格子の単位構造である磁気渦対において、静磁結合に伴う連成運動を観測した。本章では、磁気渦列の結晶的な振る舞いを観測するため、磁気渦対から系を拡大し磁気渦 3 つが一行に並んだ磁気渦列における連成ダイナミクスを調べた実験について述べる。

#### 6.1 測定回路

図 6.1 に磁気円盤の SEM 像と測定回路模式図を示す。3 つの磁気渦にそれぞれ電極を作製することが求められたが、技術的な困難さが存在したため、左と右の円盤に (図 6.1 (a))、もしくは左と中央に (図 6.1 (b)) 電極を持つサンプルを作製した。以下の実験では、カイラリティは全ての円盤で同方向であることを、面内外磁場依存を見ることで確認した (付録 A.2 章参照)。

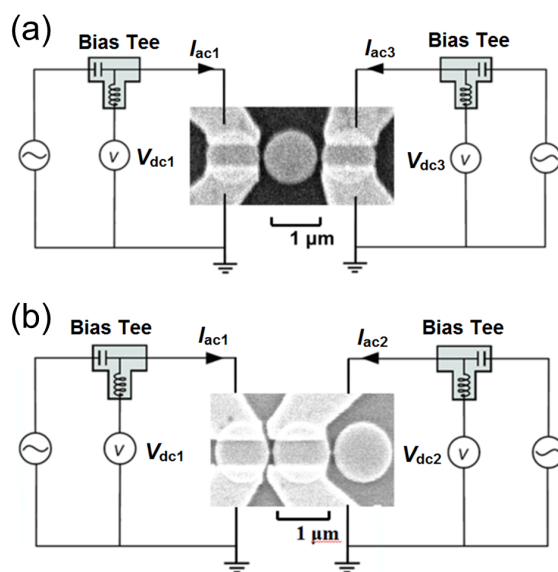


図 6.1. 測定回路模式図。

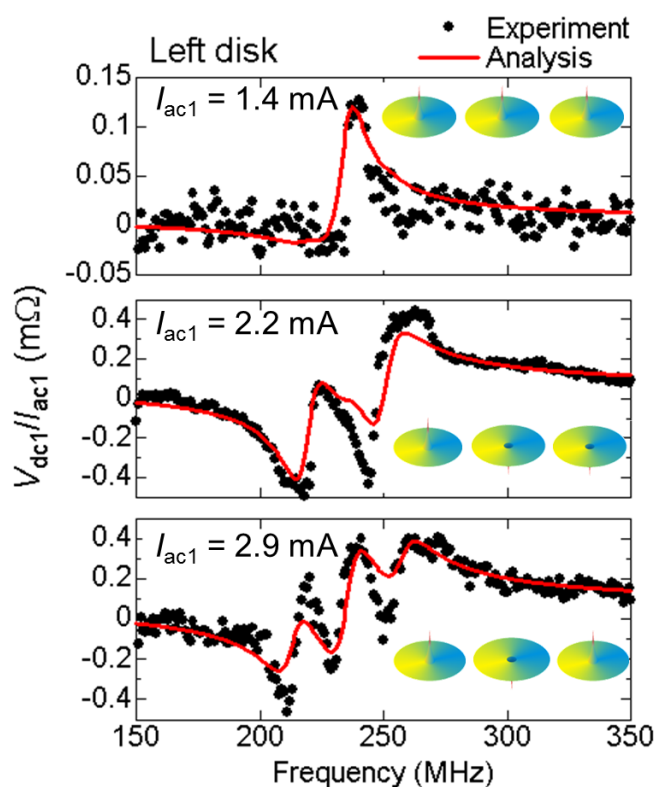


図 6.2. 共鳴スペクトルのポラリティ依存性。赤線は、Thiele 式による解析計算。また、挿入図はそれぞれのスペクトルに対応するポラリティの組み合わせ。

## 6.2 3 連磁気渦列における共鳴周波数

前章で示したように磁気渦対では、共鳴周波数が静磁結合により 2 つに分裂する。加えてポラリティの組み合わせにより、静磁結合の強度が変調されることが確認されている。三連磁気渦列においては、独立なポラリティの組み合わせが多数考えられるため、より多様なポラリティ依存が観測されるはずである。その点を確認するため、左端の磁気渦に ac 電流  $I_{ac1}$  を印加し dc 電圧  $V_{dc1}$  を測定した。ポラリティの組み合わせとして  $(p_1 p_2 = 1, p_2 p_3 = 1)$ 、 $(p_1 p_2 = -1, p_2 p_3 = 1)$ 、 $(p_1 p_2 = -1, p_2 p_3 = -1)$  の 3 種類について測定した。

その結果、図 6.2 に示すような dc 電圧スペクトルを得た。また、Thiele 方程式に基づく解析計算を赤線に示す。スペクトルが尾を引いているのは、第 5.3 章で述べたような、アンチローレンチアン成分が重畳したためと考えられる。図 6.2 の上段ではピークは 1 つであるが、中段では 2 つになり、下段では 3 つ確認できる。特に、すべてのポラリティが互いに反平行の場合に共鳴周波数の分裂幅が最も大きく静磁結合が有効に働いていることが分かる。このスペクトルに見られるように 3 連磁気渦列は種々のポラリティの組において各々 3 つの共鳴準位を持っているが、その他のポラリティの組では分裂幅が狭く個々の準位を区別することが困難で

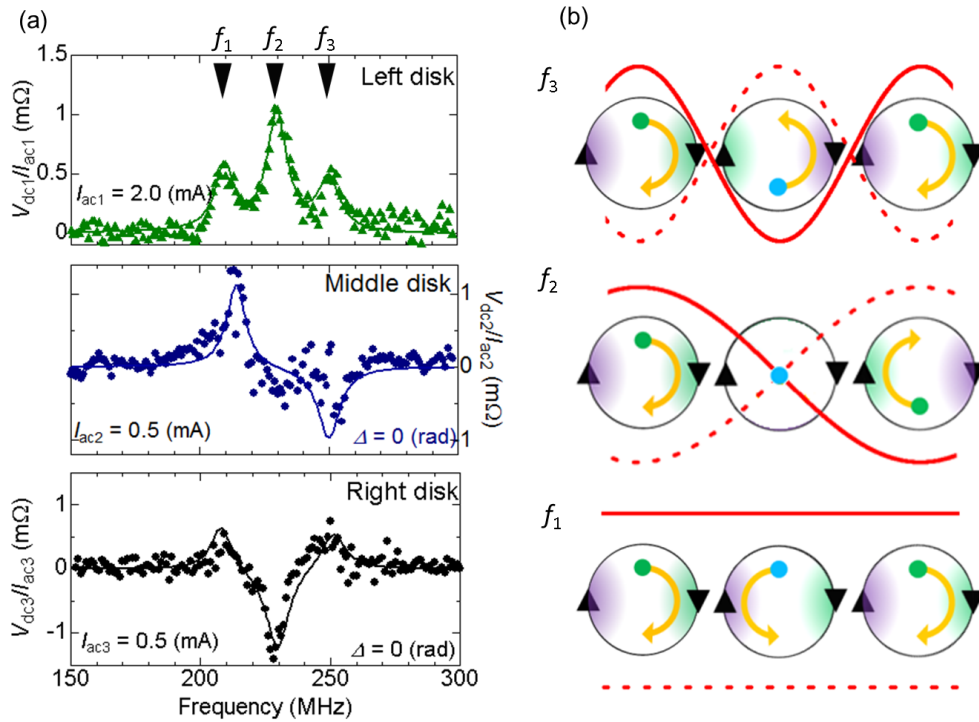


図 6.3. (a) 端励起における、個々の磁気渦におけるスペクトル<sup>74,106</sup>。実線は解析計算。(b) 磁気渦列に励起される波モードの概略図。赤線は定在波のイメージ。

あることが分かった。これは、前章で述べたように、ポラリティが反平行である方が平行の場合と比較し、静磁結合の強度が強いためである。また、ダンピング定数  $\alpha$  にスケールされるスペクトル幅も共鳴周波数の区別を困難にする一因である。そのため、これ以降は全てのポラリティが反平行である場合 ( $p_1 p_2 = -1$ ,  $p_2 p_3 = -1$ ) に注目する。

### 6.3 定在波モードの観測

次に、励起した磁気渦以外のダイナミクスを調べるた実験について示す<sup>106</sup>。ここでは、左側の円盤に加え中央 ( $I_{ac2}$ )、右 ( $I_{ac3}$ ) の円盤にも微弱な電流を印加した。また、この微弱電流のみでは磁気渦の共鳴スペクトルが見られず TM を励起していない事を事前に確認した。ここでは、 $\Delta^{I_{ac}} = 0$  とした。その結果得られた dc 電圧スペクトルを、図 6.3 に示す。ポラリティは反平行であるため、強電流を印加している左の円盤では 3 つの共鳴準位が確認される。一方、中央の円盤では  $f_1$  にピーク、 $f_3$  にディップが確認できるが  $f_2$  においては共鳴ピークは確認されない。また、右の円盤では、 $f_1$ 、 $f_3$  では正の電圧、 $f_2$  では負の電圧が観測された。左の磁気渦はすべての共鳴周波数でピークが得られており、 $\Delta^{I_{ac}} = 0$  であるから、中央と右の円盤において正の電圧が得られたならば、それは左の回転と同位相でありコアの回転位相差  $\Delta^{core}$  が  $\Delta^{core} = 0$ 、また負の電圧として得られたならば  $\Delta^{core} = \pi$  を持つと解釈できる。まとめると、3

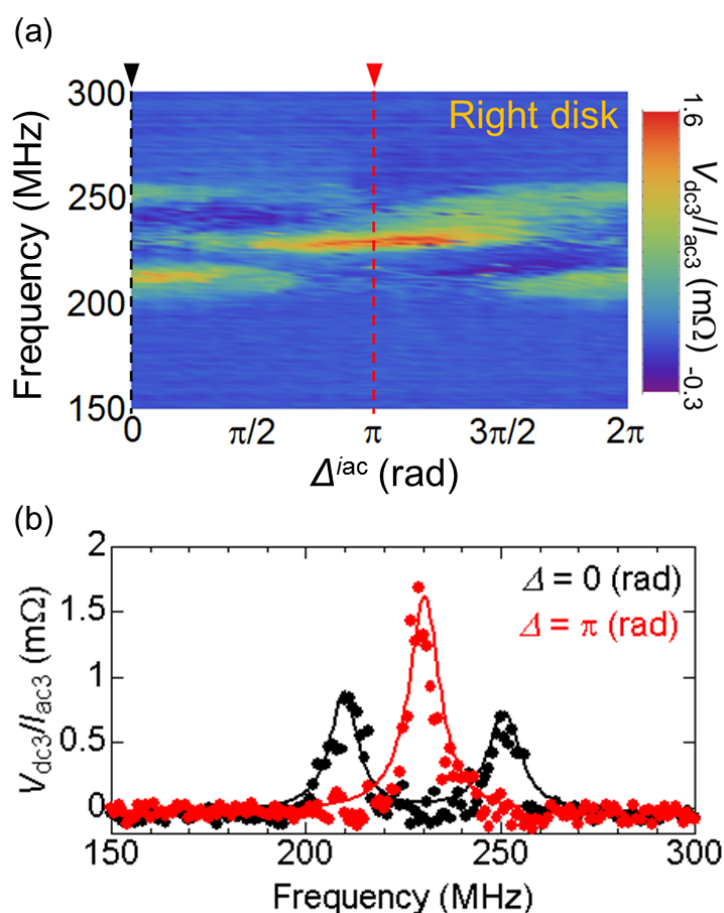


図 6.4. (a) 両端励起における dc 電圧スペクトルの電流位相差依存性<sup>74,106</sup>. (b) 選択的励起の様子<sup>106</sup>. 実線は、解析計算を表す。ここでは、 $I_{ac1} = I_{ac3} = 1.4\text{mA}$  とした。

つの磁気渦コアの回転は、図 6.3 (b) のようになっていることが分かる。 $f_1$  では、すべてのコアが同位相で回転しているモード。 $f_2$  は、中央はほとんど止まっており、左と右が反位相で回転しているモード。 $f_3$  は、すべてのコアが反位相で回転しているモードであることが分かる。このようなコアの回転位相差は、磁気渦列全体が連成振動する定在波モード<sup>107</sup> の波数に対応していることが示唆される。

## 6.4 2 電流を用いた選択的励起

次に、左右両方の円盤に強電流を注入した<sup>106</sup>。この条件では、左右両方の円盤で TM が励起される。2 電流の位相差  $\Delta^{I_{ac}}$  依存性を測定すると図 6.4 (a) が右側の円盤で得られた。特に、 $\Delta^{I_{ac}} = 0, \pi$  でのスペクトルを、図 6.4 (b) に示す。 $\Delta^{I_{ac}} = 0$  では、 $f_1, f_3$  のモードのみが励起されている。そこから  $\Delta^{I_{ac}} < \pi$  まで、 $f_1, f_3$  は徐々に強度を失っていく一方、 $f_2$  は励起されるようになる。 $\Delta^{I_{ac}} = \pi$  では図 6.4 (b) に示すように  $f_1, f_3$  モードは励起されず、 $f_2$  モードのみが



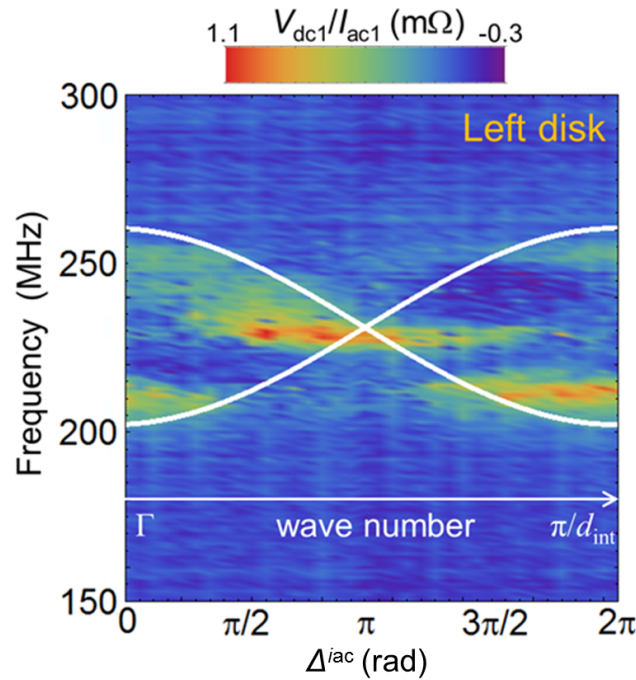


図 6.5. 両端励起における、電流位相差依存性<sup>74,106</sup>。白線は磁気渦の無限 1 次元鎖における分散関係。

励起される。 $\Delta^{I_{ac}} = 2\pi$  までは、先ほどと逆に  $f_1, f_3$  が徐々に励起されるようになり最終的に図 6.4(a) の  $\Delta^{I_{ac}} = 0$  まで戻る。左側の円盤でも、図 6.5 に示すように同様の結果が得られた。このように 2 電流の位相差を操作することによってスペクトル形状が変化し、特に  $\Delta^{I_{ac}} = 0, \pi$  では特定のモードのみを励起できることが示された。この  $\Delta^{I_{ac}}$  は図 6.3 (b) に示した定在波モードの波数と明らかに対応しており、 $\Delta^{I_{ac}}$  によって定在波モードの波数を選択できることが分かった。また、図 6.4 (a) 及び、図 6.5 に示したスペクトルの電流位相差依存性は、次節で示す解析計算により再現された。その様子を図 6.6 に示す。

更に図 6.4 (a) は、 $\Delta^{I_{ac}}$  を波数  $k$  と読みかえれば、磁気渦列の分散関係に対応すると考えられる。図 6.5 に同実験において左側の円盤で得られた  $\Delta^{I_{ac}}$  依存性と、Thiele 方程式により導出された磁気渦無限 1 次元鎖における反平行ポラリティの場合の分散関係<sup>107</sup> を白線により示す。 $\Delta^{I_{ac}} = 0, \pi$  ではよく再現されており、同測定手法により分散関係が得られたことを支持する。また、 $\Delta^{I_{ac}} = 0$  においてピークの分裂幅が実験の方が小さいことは、3 個という有限の長さであるため静磁結合が 1 次元格子におけるものよりも小さいためである。また、 $\Delta^{I_{ac}} \neq 0, \pi$  で計算と合わない理由は、その領域に準位がないためである。つまり 3 個から磁気渦の個数を増やしていけばその準位も埋まり、最終的には分散関係を再現すると予想される。

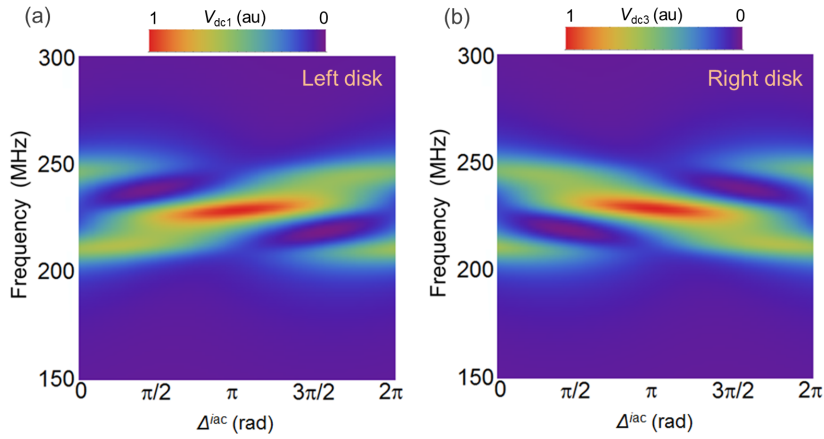


図 6.6. 解析計算による両端励起における dc 電圧スペクトルの電流位相差依存性。

## 6.5 Thiele 式を用いた解析計算

### スペクトル解析

スペクトルの解析は、STT を含んだ Thiele 方程式を用いた<sup>13,18</sup>。STT 励起における磁気渦コア  $\mathbf{r}$  の運動は式 2.17 に示したように

$$\mathbf{G}(p) \times (\mathbf{u} - \dot{\mathbf{r}}) = -\frac{\delta U(\mathbf{r})}{\delta \mathbf{r}} - \alpha D\dot{\mathbf{r}} + \beta D\mathbf{u} \quad (6.1)$$

と表される。今、三連磁気渦列において  $y$  方向への交流電流による励起を考える。有限のダンピング定数によって、エネルギーの散逸があるので複素表記を用いて、 $\mathbf{u}_i = u_i e^{i(\omega t + \phi_i^{\text{ac}})} \mathbf{e}_y$  とする。 $\Delta_{I_{\text{ac}}}$  は電流同士の位相差であり実験で調整した量である。コアの回転は

$$x_i = X_i e^{i\omega t} \quad (6.2)$$

$$y_i = Y_i e^{i\omega t} \quad (6.3)$$

と表す。ただし、 $X = X' + iX''$ ,  $Y = Y' + iY''$  は複素振幅である。静磁結合の効果は、コアの変位に伴う磁極を考えれば<sup>19</sup>、

$$U_{\text{int}} = \frac{c_1 c_2}{R_d^2} (\eta_x x_1 x_2 - \eta_y y_1 y_2) + \frac{c_2 c_3}{R_d^2} (\eta_x x_2 x_3 - \eta_y y_2 y_3) \quad (6.4)$$

である。調和振動子型ポテンシャルをリジッドボルテックスモデルの範疇で採用し<sup>67</sup>、静磁結合の寄与を含めれば  $U = \frac{1}{2}\kappa_x x^2 + \frac{1}{2}\kappa_y y^2 + U_{\text{int}}$  となる。以上を式 6.1 に代入すれば、

$$\begin{pmatrix} \kappa_x + i\alpha\omega D & -i\omega p_1 G_0 & c_1 c_2 \eta_x / R^2 & 0 & 0 & 0 \\ i\omega p_1 G_0 & \kappa_y + i\alpha\omega D & 0 & -c_1 c_2 \eta_y / R^2 & 0 & 0 \\ c_1 c_2 \eta_x / R^2 & 0 & \kappa_x + i\alpha\omega D & -i\omega p_2 G_0 & c_2 c_3 \eta_x / R^2 & 0 \\ 0 & -c_1 c_2 \eta_y / R^2 & i\omega p_2 G_0 & \kappa_y + i\alpha\omega D & 0 & -c_2 c_3 \eta_x / R^2 \\ 0 & 0 & c_2 c_3 \eta_x / R^2 & 0 & \kappa_x + i\alpha\omega D & -i\omega p_3 G_0 \\ 0 & 0 & 0 & -c_2 c_3 \eta_x / R^2 & i\omega p_2 G_0 & \kappa_y + i\alpha\omega D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ X_2 \\ Y_2 \\ X_3 \\ Y_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -p_1 G_0 u_1 \\ \beta D u_1 \\ -p_2 G_0 u_2 e^{\Delta_2^{\text{fac}}} \\ \beta D u_2 e^{\Delta_2^{\text{fac}}} \\ -p_3 G_0 u_3 e^{\Delta_3^{\text{fac}}} \\ \beta D u_3 e^{\Delta_3^{\text{fac}}} \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

と簡単な代数方程式になり、 $(X, Y)$  について解くことが可能である。抵抗振動の  $f$  成分は、

$$R_f = -2a(x_0 - x_R)(X' \cos \omega t - X'' \sin \omega t) - 2a(y_0 - y_R)(Y' \cos \omega t - Y'' \sin \omega t) \quad (6.6)$$

と書ける。 $(x_0 - x_R), (y_0 - y_R)$  は、コア平衡位置の円心からのズレを表している。今  $y$  方向のみに平衡位置がずれていると仮定し、 $I_i = I_{\text{ac},i} \cos \omega t$  が整流されることを考えれば、dc 電圧は比例定数を  $C$  とし

$$\frac{V_{\text{dc},i}}{I_{\text{ac},i}} = \frac{C}{2} Y' \quad (6.7)$$

となる。

実験結果へのフィッティングは、オフセットを含め、 $\kappa, \eta$  をフィッティングパラメータとした最小二乗法により行った。その時の重みは、全ての実験データで 1 である。また、 $\Delta^{\text{fac}}$  は実験の値を用いた。その他のパラメータは以下のとおりである。

飽和磁化 $M_s$	1 T
円盤半径 $R$	500 nm
膜厚 $L$	30 nm
コア半径 $\delta$	10 nm
スピン偏極率 $P$	0.4
磁気回転比 $\gamma$	$1.76 \times 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ T}^{-1}$
ダンピング定数 $\alpha$	0.01
非断熱定数 $\beta$	0.02

このフィッティングから、 $\kappa = 1.2 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ 、 $\eta_x = 0.83 \times 10^{-17} \text{ J}$ 、 $\eta_y = 2.8 \times 10^{-17} \text{ J}$  と、先行研究<sup>102</sup>と比較可能な値が得られた。

### 1 次元磁気渦格子の分散関係

スペクトルのフィッティングから得られたパラメータを用いて磁気渦 1 次元格子の分散関係を計算した。磁気渦無限 1 次元において、 $i$  番目の磁気渦の静磁結合エネルギー  $U_{\text{int},i}$  は、

$$U_{\text{int},i} = \frac{c_{i-1}c_i}{R_d^2}(\eta_x x_{i-1}x_i - \eta_y y_{i-1}y_i) + \frac{c_i c_{i+1}}{R_d^2}(\eta_x x_i x_{i+1} - \eta_y y_i y_{i+1}) \quad (6.8)$$

と表される。ダンピング、電流、磁場の寄与を無視すれば Thiele 式は、

$$-p_i G_0 \frac{dy_i}{dt} + \kappa x_i + \frac{\eta_x c_i}{c_{i-1}x_{i-1} + c_{i+1}x_{i+1}} = 0 \quad (6.9)$$

$$p_i G_0 \frac{dx_i}{dt} + \kappa y_i - \frac{\eta_y c_i}{c_{i-1}y_{i-1} + c_{i+1}y_{i+1}} = 0 \quad (6.10)$$

となる。コアの巡回位相を考えれば一般解は、 $x_i = X_i e^{i(ka_i - \omega t)}$ 、 $y_i = Y_i e^{i(ka_i - \omega t + p_i(\pi/2))}$  と表せる。ただし、 $a_i = id_{\text{cc}}$ 、 $d_{\text{cc}}$  は円盤の中心間距離である。この一般解を式 6.9 に代入すると代数方程式になり  $\omega$  について解けば、

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{\eta_x}{\kappa} c_i (c_{i-1} e^{-ikd_{\text{int}}} + c_{i+1} e^{ikd_{\text{int}}})\right) \quad (6.11)$$

$$\times \left(1 + \frac{\eta_y}{\kappa} c_i (c_{i-1} p_i p_{i-1} e^{-ikd_{\text{int}}} + c_{i+1} p_i p_{i+1} e^{ikd_{\text{int}}})\right) \quad (6.12)$$

が得られる。図 6.5 中の分散関係は、 $(p_i p_{i+1}, c_i c_{i+1}) = (-1, 1)$  の条件とスペクトル解析から得られたパラメータを代入することで得られた。

#### 6.5.1 本章の小括

本章では、磁気渦対から系を拡大した三個の円盤が一行に並んだ一次元磁気渦列において連成定在波モードを観測した。また、両端の磁気渦を ac 電流で励起することで、任意の波数を持つ定在波モードを選択的に励起できることが分かった。以下、詳細をまとめる。

- 三個の磁気渦列において、左側の磁気渦において電圧信号を測定したところ、同系では 3 つの共鳴周波数を持ち、ポラリティに依存し共鳴周波数の分裂幅が変調されることが分かった。
- 左側の円盤に加え、中央及び右側の円盤にも微弱な ac 電流を印加し電圧信号を測定したところ、3 つの共鳴周波数において符号及び強度が異なる電圧信号が得られた。磁気渦対において示したように、電圧信号の符号は巡回位相と関連があることから、3 つの共鳴モードはそれぞれ波数の異なる定在波モードであることが確認された。
- 両端の円盤をそれぞれ ac 電流で励起し電流間の相対位相差を変調した結果、電流の位相差に対応した定在波モードだけを選択的に励起できることが分かった。また、同測定

結果は分散関係に対応することが示唆され、Thiele 方程式から得られた磁気渦無限一次元鎖における分散関係と比較できた。しかしながら三連磁気渦列においては共鳴準位が3つしかないため分散関係が離散的であるが、より系を拡張することで解析的に得られた連続的な分散関係を示すことが予想される。

## 第7章

# 結論

### 7.1 本研究の総括

本研究では、磁気渦構造におけるスピンドYNAMIKSの電気的な検出を行った。特に、静磁的に結合した磁気渦列におけるコアの連成運動を、スピントルクダイオードを用いた局所的な検出法を用いて調査した。局所的な検出法を採用したことでポラリティ、カイラリティの操作及び同定が可能であるため、それらのパラメータが静磁結合にどのような影響をあたえるのかを系統的に調査した。

#### 1. 単磁気渦を用いて電気的な検出手法を確立した

スピンプンピングによる方法で、周波数及び外部磁場依存性から静磁モードが観測された。外部磁場を印加しない場合は電圧信号は得られず、外部磁場下では励起されるモードに依存した電圧信号が得られた。このことは、スピンプンピングによって大まかなダイナミクスが検出可能であることを示している一方で、ゼロ磁場下では検出不可能である問題点が確認された。また、同手法ではポラリティやカイラリティを制御することが非常に難しいことも問題である。加えて、TMの周波数領域でも測定したが明瞭な信号は確認されなかった。しかしながら数値計算との比較から、コアの巡回軌道を歪めることでTMが観測される可能性が示された。将来的には磁気渦マグノニック結晶のダイナミクスの新たな測定手法としての発展が期待される。加えて、これらの成果はスピンプンピングの磁化ダイナミクスの測定手法としての発展に寄与する。

スピントルクダイオードを用いた場合には、ゼロ磁場下においてもTMが観測された。外部磁場依存性を調べることで、抵抗振動のコア巡回と同周波数成分及び2倍の周波数の抵抗振動が異なる磁場依存性を示し、同周波数成分がコア平衡位置のズレに対して線形に変化する一方で、2倍周波数成分はほぼ一定の値を取ることが確認された。この2倍周波数の抵抗振動は初めて確認されたものである。

#### 2. 磁気渦対を用いてTMに対する静磁結合の効果をポラリティ、カイラリティ、巡回位相

### の観点から理解した

スピントルクダイオード効果を用いた局所的な検出法を用いることで、磁気渦対においては共鳴周波数がポラリティに依存し計4つの準位に分裂することが確認された。マイクロマグネティックシミュレーションを用いた計算から、それらの結合、反結合モードがコア旋回の相対位相によって特徴づけられることが確認された。加えて、静磁結合によって間接的に励起された円盤においても微弱な電流を印加した結果、カイラリティに依存して振動の位相が反転することが確認された。同実験により、電圧の符号とコアの旋回が関係づけられることが分かった。非共鳴周波数においては、静磁結合が周波数変調のみならず、ダンピングの変調にも寄与し、異方的なエネルギー伝播が起こることが確認された。その効果は、静磁結合強度に依存しポラリティ依存性を示すことが確かめられた。これら一連の成果は、静磁結合の本質的な役割を明確にしており、磁気渦マグノニック結晶の研究をさらに加速するものである。

### 3. 一次元磁気渦マグノニック結晶における連成ダイナミクスを検出し、選択的な励起を実現した

スピントルクダイオードを用いた測定によって、三連磁気渦列では3つの共鳴準位があることが確認された。磁気渦対の場合と同様に、間接的に励起された磁気渦にも微弱電流を注入した結果、磁気渦列全体に渡る定在波モードが励起されていることが分かった。加えて、2電流の強度を同程度にして磁気渦列を励起した結果、電流同士の位相差を変調することでその位相差に対応した定在波モードを選択的に励起できることが確認された。同実験結果は、Thiele式から導出される磁気渦1次元格子のバンド構造に対応することが示唆された。一次元磁気渦マグノニック結晶の分散関係は、同時期にHan等によっても検証されており、世界的な関心の高さが伺える一方、本研究ではバンド中の任意のモードを選択的に励起出来ることを示しており、マグノニック結晶の応用上においても重要な成果である。

## 7.2 今後の展望

本研究では、磁気渦3個の系までの拡張にとどまったため、準位が非常に少ない。そのため、より長い系に拡張し隙間の準位を検証する必要がある。また、磁気渦マグノニック結晶の研究は近年着実に進みつつ有り、局所励起を用いたベンゼンを模した構造<sup>108</sup>における分散関係、全体励起を用いた2次元格子<sup>109,110</sup>の準位に関する報告がなされている。そういった研究においてもPyが採用されているのが現状である。Pyは非常に簡単な磁性体であるが、磁性体の中でも比較的ダンピング定数が大きい材料である。そのため、より長くダイナミクスを伝播させるためには、NiMnSb( $\alpha = 0.002$ )<sup>111</sup>やホイスラー合金<sup>112,113</sup>のような、より小さいダンピング定数をもつ材料を採用する必要がある。また、巨大な系においてはポラリティやカイラ

リティを制御する方法については発展途上であり、2次元系におけるポラリティの部分的な制御の報告があるが<sup>114</sup>、完全な制御は確立されていないのが現状である。

そういった問題が解決されたならば、例えば磁気渦格子におけるカイラルエッジモード<sup>115</sup>の観測など物性探索のモデルケースとしての方向性が考えられる一方、分散関係をデザインすることでウェーブガイド、フィルタ、フェイズシフタなどへの応用的な発展も期待される<sup>116</sup>。



## 付録 A

# 磁気渦に関する付加情報

### A.1 磁気渦構造の安定

磁気渦構造のダイナミクスを検出するに先立ち、磁気渦構造が Py 円盤に安定化していることを確認する必要がある。以下では、磁気渦の存在を確認した幾つかの方法について述べる。

#### 磁気力顕微鏡

Py 円盤における磁化状態を調べるために、磁気力顕微鏡を用いた。測定には、低モーメントの磁性深針を使用し、漏れ磁場分布を光てこ方式により検出した。図 A.1 に Py 円盤の MFM 像を示す。図 A.1 では、円盤の中心にコアによる面直の漏れ磁場が確認された。

#### 抵抗変化

磁気渦構造の磁化過程を、電気抵抗を調べることで測定する。磁気渦構造では、コアの移動に伴い磁化構造が変化するため、磁気円盤全体としての電気抵抗が変化する。電流に対して平行もしくは垂直に面内磁場を印加した場合の磁気渦の電気抵抗変化を図 A.2 に示す。式 2.8 から期待されるように、磁場を電流と平行に印加した場合には電気抵抗が増加し、逆に垂直に印加した場合には電気抵抗が減少している。また、抵抗曲線は明らかにヒステリシスを持っており、途中若干のジャンプがある。これは、図 2.8 に示した磁化過程における nucleation と annihilation に他ならず、磁気渦が存在することの確かな証拠である<sup>23</sup>。

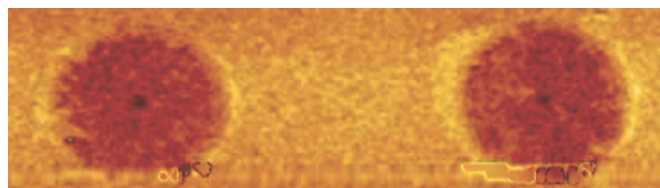


図 A.1. Py 円盤の MFM 像。中心に黒いコアの領域が存在する。

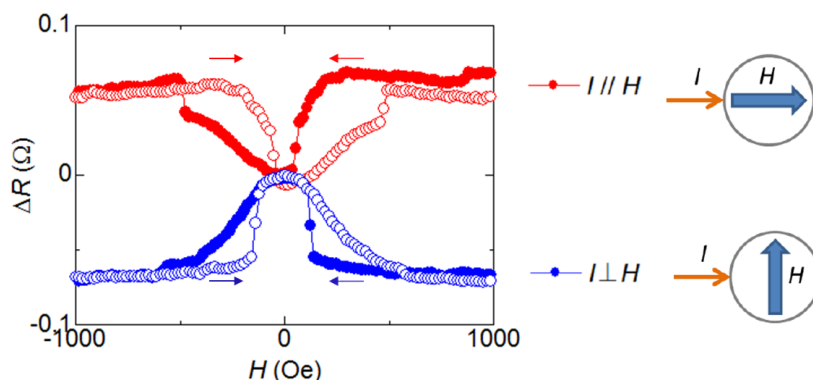


図 A.2. AMR による磁気渦構造の抵抗変化の様子。

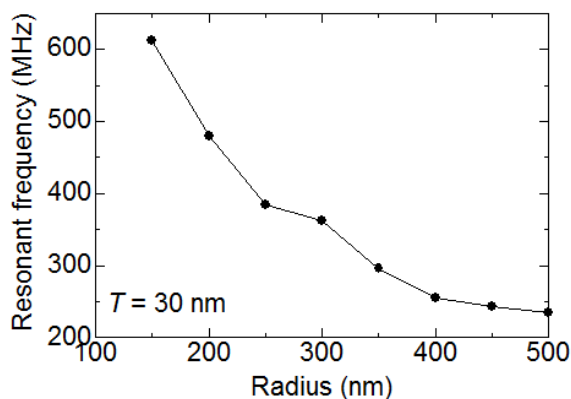


図 A.3. TM 共鳴周波数の円盤半径依存性。

#### TM の共鳴周波数の円盤サイズ依存性

円盤をどこまで小さくしても磁気渦存在するのかを調べた。円盤の膜厚は 30 nm で一定とした。また、電気的な確認手法を取るため本文と同様に電極を貼り付けた。また、先に述べた AMR のヒステリシスから磁気渦の存在を確認し、加えて TM をスピントルクダイオードを用いて測定した。図 A.3 に TM の共鳴周波数の円盤半径依存性を示す。半径が 150 nm の場合まで磁気渦構造を観測できた。それ以下では AMR から磁気渦を確認できなかった。円盤半径を小さくすることで、容易軸が  $z$  方向を向くことで共鳴周波数が増加していることが確認できる。円盤と電極はそれぞれ電子描画を用いて作成しているため、位置合わせの問題が生じる。典型的なズレは、50 nm 程度なので、電極を描画する際にそれが致命的な問題にならないよう円盤半径は 500nm とした。

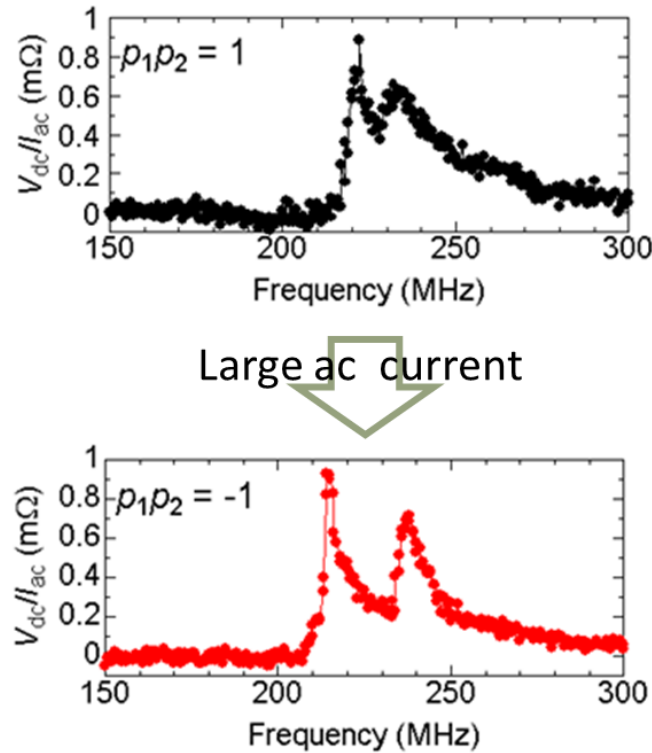


図 A.4. 強電流印加によるポラリティ反転。共鳴周波数のスプリット幅から反転が確認される。

## A.2 ポラリティ、カイラリティの制御と同定

磁気渦構造の持つ2つの自由度ポラリティ、及びカイラリティはそのダイナミクスに強く影響するため、測定に先んじて制御する必要がある。特にポラリティの反転に関する研究は多く、代表的なものに TM を強励起する方法<sup>17,78,79</sup>がある。また、複数の磁気渦が相互作用している場合には、全体励起を用いることで、特定のポラリティへの制御が達成されている<sup>82,114</sup>。

まず、ポラリティの制御方法について述べる。まず、磁気渦構造は面内に外部磁場を印加しそれを掃引することで安定化する。その過程において、垂直磁場も同時に印加することで、磁気渦対や磁気渦鎖において全てのポラリティを同方向にすることができる。その上で所望の磁気渦に強い高周波電流を注入し TM を強励起すると、その磁気渦のポラリティのみを反転させることができる。磁気渦対での例を、図 A.4 に示す。垂直磁場により1方向に揃ったポラリティを、強電流 ( $I_{ac} = 6 \text{ mA}$ ) を印加することで一方を反転させ反平行のポラリティが得られる。三連磁気渦列においては、磁気渦対の場合と同様に中央のポラリティ (もしくは、左と右のポラリティ) を反転させることでポラリティを反平行の状態にすることができる。

一方で、カイラリティの制御は形状を工夫することで、磁化過程において制御する方法が報告されている<sup>86,93,94</sup>。その例を、図 A.5 に示す。図 A.5 (a) は外部磁場を左向きに印加した場合、図 A.5 (b) は右向きに着磁した場合の残留磁化状態の MFM 像である。矢印は円盤内での

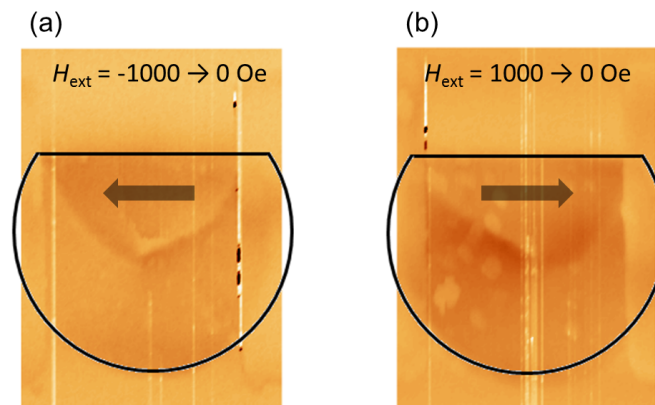


図 A.5. 外部磁場を図中右向き (a)、左向き (b) に印加して着磁した場合の、円盤の一部が切られた構造における MFM 像。

磁化の向きを示している。このように、円盤の一部を切除した構造では、外部磁場を印加した向きに対応したカイラリティが得られた。しかしながら、形状を制御することはコアのトラップされるポテンシャルの変形につながることに加え、静磁結合をも複雑にしてしまう公算が高い。そのため、本研究においては円盤から形状を変化させず、カイラリティは着磁過程を繰り返すことで望むカイラリティを得た。

また、カイラリティの確認手法としては、スピントルクダイオード効果を用い dc 電圧スペクトルの磁場依存性を用いる方法がある。この方法は、磁気渦対においてすでに報告されている<sup>117</sup>。以下では三連磁気渦列において、ポラリティは互いに反平行であるもの例としてあげる。

図 A.6(a) に測定回路を示す。本文と同様のスピントルクダイオードを用いて、dc 電圧スペクトルを左側の円盤で測定した。この時、面内磁場を磁気渦鎖の長手方向に対して垂直に印加し、スペクトルの磁場依存性を測定した。図 A.6(b), (c) に、磁気渦 3 つの列の異なるカイラリティの組における面内磁場依存性を示す。まず、両者において 0 磁場では 3 つの共鳴モードが観測されている。加えて、磁場印加に応じて共鳴周波数が増加しているが、これはコアの変位に伴いポテンシャルの形状が変化したためであると考えられる<sup>118</sup>。図 A.6 (b) では、共鳴周波数の変調傾向が磁場の正負に対して対称であることが分かる。つまり、磁場の印加に対してコア同士の相対距離が変わらないことを示しており、カイラリティが全て同方向であることに対応する (図 A.6) (a) 下図)。一方図 A.6 (c) では、磁場の正負に対して対称性を失っている。負の磁場では 2 つのピークしかなく磁場の増大に伴って分裂幅が広がっており、逆に正の磁場では狭まっている。つまり、左と右のコア間の距離が磁場に対して変調を受けていることから、左と中央円盤での磁気渦のカイラリティが異なることが分かる。右側円盤でのカイラリティは、負の磁場において 3 つの共鳴モードの 1 つが徐々に観測されなくなったことから、中央のカイラリティと異なることが予想される。まとめると、カイラリティは全ての磁気渦で異なっており、外部磁場に対して図 A.6 (b) 下図のようになっていることが予想される。以上のように

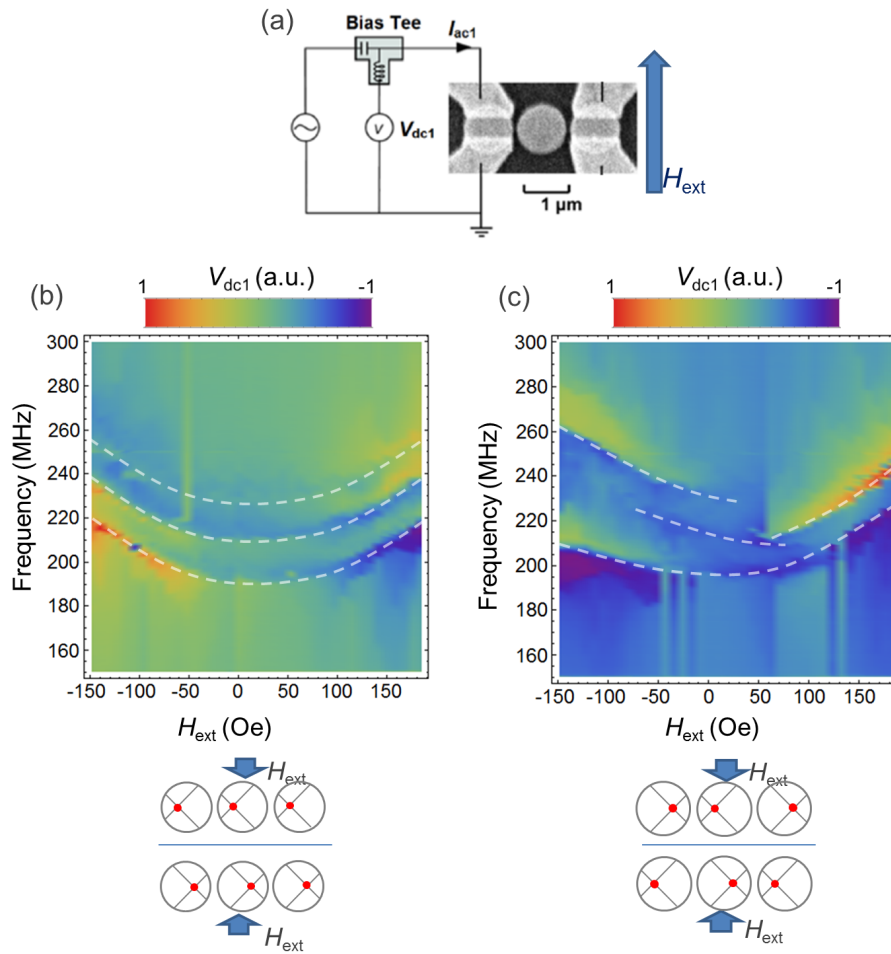


図 A.6. dc 電圧スペクトルの面内磁場依存性。

に、外部磁場による静磁結合の変調のされ方を調べることで、カイラリティが全て同じか、異なるものを含むかが確認できる。

### A.3 エルステッド磁場と STT の寄与

電流を流すとエルステッド磁場が発生する。このエルステッド磁場は、スピントランスファートルクに加え磁気渦コアの運動に寄与すると考えられる。どちらの寄与がドミナントであるかは運動の理解において非常に重要である。他グループの報告では、磁場がドミナントであることがしばしば報告されている<sup>67</sup>。しかしながら、我々の実験では STT がドミナントであることが示唆される結果がある<sup>117</sup> ため、ここではそれについて示す。

図 A.7 (a) に示ように Py 円盤に電流を注入するための電極を両円盤に渡って貼り付けることによって、殆ど同条件の電流を左右の円盤に注入する事ができる。その結果、図 A.7 (b) に示す dc 電圧スペクトルが得られた。上図は単磁気渦での参考結果である。下図を見ると、ど

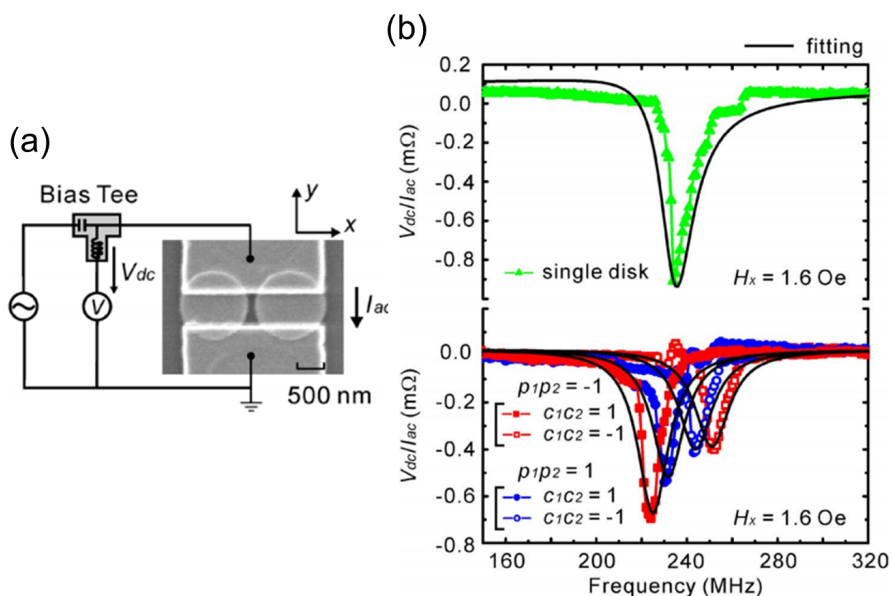


図 A.7. (a) 測定回路概念図。(b) 単磁気渦及び磁気渦対における、dc 電圧スペクトル。

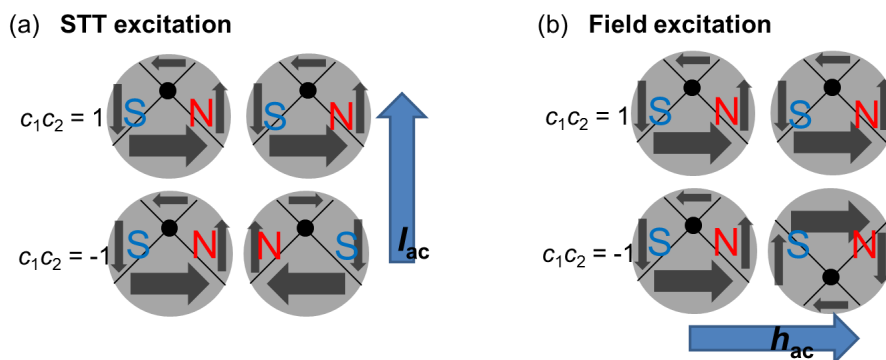


図 A.8. (a) 測定回路概念図。(b) 単磁気渦及び磁気渦対における、dc 電圧スペクトル。

のポラリティ、カイラリティの組み合わせにおいてもピークが1つしか観測されていないことが分かる。このことから、注入された電流が殆ど同条件であることが示唆される。また、重要なことは反結合モードも観測されたことである。このことを理解するために、STT 及びエルステッド磁場を励起源にした場合のコアの運動の様子を図 A.8 に示す。STT が励起源の場合には、トルクは磁場に依存しないためカイラリティによらず左右のコアとも同様の運動を起こす。しかしながら誘起される磁極はカイラリティに依存するため、カイラリティにより決まる結合および反結合モードの両者が励起される。一方で磁場励起の場合には、カイラリティに依存したトルクが働くため、コアの回転はカイラリティに依存し位相が異なる。その結果、円盤端に現れる磁極は常に結合モードのものになるため、反結合モードは励起されない。以上から、STT が支配的に寄与していることが示唆される。

## 付録 B

# 実験手法に関する付加情報

### B.1 注入電流の見積もり

磁気渦に注入されている AC 電流の大きさを見積もった方法を示す。ここでは、図 B.1 に示すようにブリッジを用いた。まず  $V_1^+$  を注入する。サンプルによってリターンロスが発生し、その反射成分をブリッジにより分波した  $V_3$  をオシロスコープを用いて測定する。また、 $V_2^+$  も同様にオシロスコープで測定する。それらを用いて、サンプルでの反射係数  $\Gamma$ 、

$$\Gamma = \frac{V_2^-}{V_2^+} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{V_3^-}{V_3^+} = \frac{V_3}{V_2} \times 10^{16/20} \quad (\text{B.1})$$

を求め、サンプルのインピーダンス  $Z = Z_0(1 + \Gamma)/(1 - \Gamma)$  を求める。AC 電流は、 $V_2^+$  と  $Z$  を用いて、

$$I = \frac{2Z}{Z + Z_0} V_2^+ \quad (\text{B.2})$$

となる。

### B.2 ac 電流の位相

本文中で、2つの ac 電流を用いてそれらの位相を変調する実験について述べた。ここではその方法について示す。本文にあるように、測定の間は反射波の一部をオシロスコープを用い

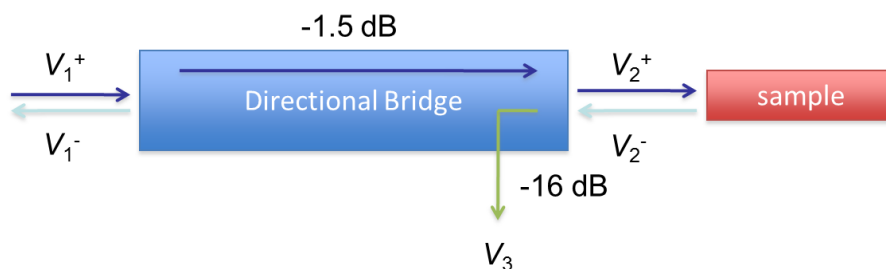


図 B.1. ブリッジを用いた ac 電流見積もりの方法。

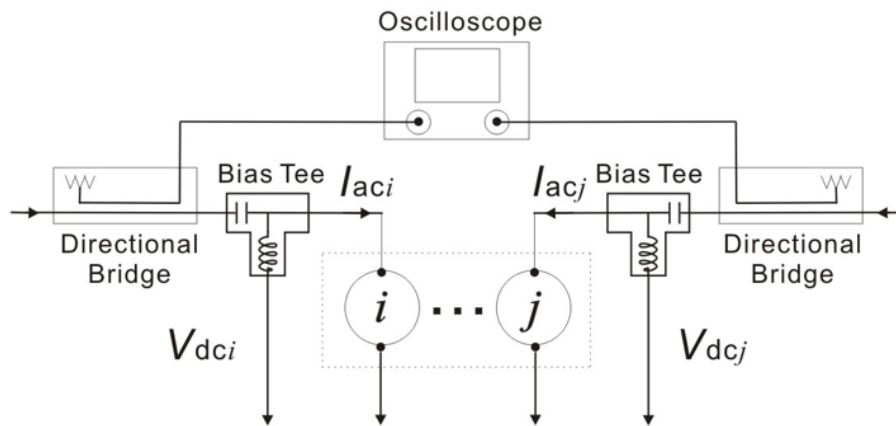


図 B.2. ac 電流の位相差調整方法。

て常に観測している。このとき 2 台のシグナルジェネレータから同じ周波数の信号を発生させると、一般に位相の異なったものが出力される。それらの反射波をオシロスコープで観測、2 電流間の位相差を測定する。そして、一方のシグナルジェネレータで発生する信号の位相を変調することで、2 電流間の位相差を任意に調整できる。また、周波数を変えるたびにそれぞれの ac 電流の位相は変わるため、周波数ごとに上記の手順で位相を調節した。この方法は、間接的に励起された磁気渦のダイナミクスを検出するときに常に用いられた。

### B.3 スピンポンプにおける電圧信号の分布

スピンポンプを行う場合、FMR を励起する必要がある。そのためには ac 磁場が必要であるが、これを用意するために一般には 2 種類の方法が用いられている。1 つは電子スピン共鳴装置 (ESR) のキャビティを用いる方法、もう一つは CPW を用いて ac 電流から ac 磁場を作る方法である。両手法において共通の問題は、ac 磁場の均一性である。ESR ではサンプルを置く位置によって磁場強度が変わる、一方 CPW では rf 信号の反射や染み出し等で磁場の分布が単純でない可能性がある。磁気渦のスピンポンピングの実験において CPW を用いる方法を採用した。ここでは、その長さを決める指針になった、ac 磁場の均一性を調べる実験について示す。

サンプルは、図 B.3 に示す構造を用いた。ここでは、Py(5 nm)/Pt(5 nm) ワイヤを CPW の GS の間に作成し、z 方向の ac 磁場によって FMR を励起した。rf 信号は 7 GHz としパワーは 20 dBm とした。外部磁場はワイヤ長手方向に対して面内に垂直に印加した。ワイヤの長さ  $L = 0.5, 1, 2, 3$  mm の 4 つのサンプルを作成し、またワイヤと CPW の長さは両者とも  $L$  にした。電圧端子をワイヤ上に多数作成し dc 電圧の分布を測定できるようにした。電極の間隔は、 $L = 0.5$  mm では  $50 \mu\text{m}$ 、 $L = 1, 2, 3$  mm では  $100 \mu\text{m}$  とした。

図 B.4(a) に、典型的な dc 電圧の磁場依存性を示す。磁場の正負で符号が異なる dc 電圧ピークが観測された。この時のピーク電圧  $V_{\text{dc}}^{\text{p}}$  とし、その場所依存性を次に測定した。得られ



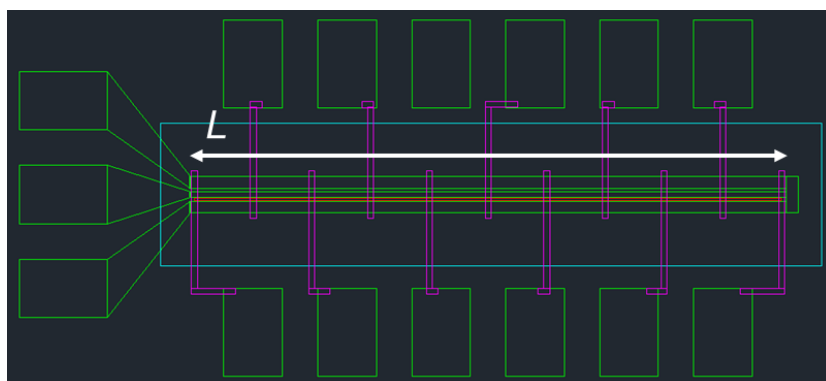


図 B.3. dc 電圧分布を測定するために用意されたサンプル構造。電圧端子を多数設けることで、局所的な電圧を測定できる。

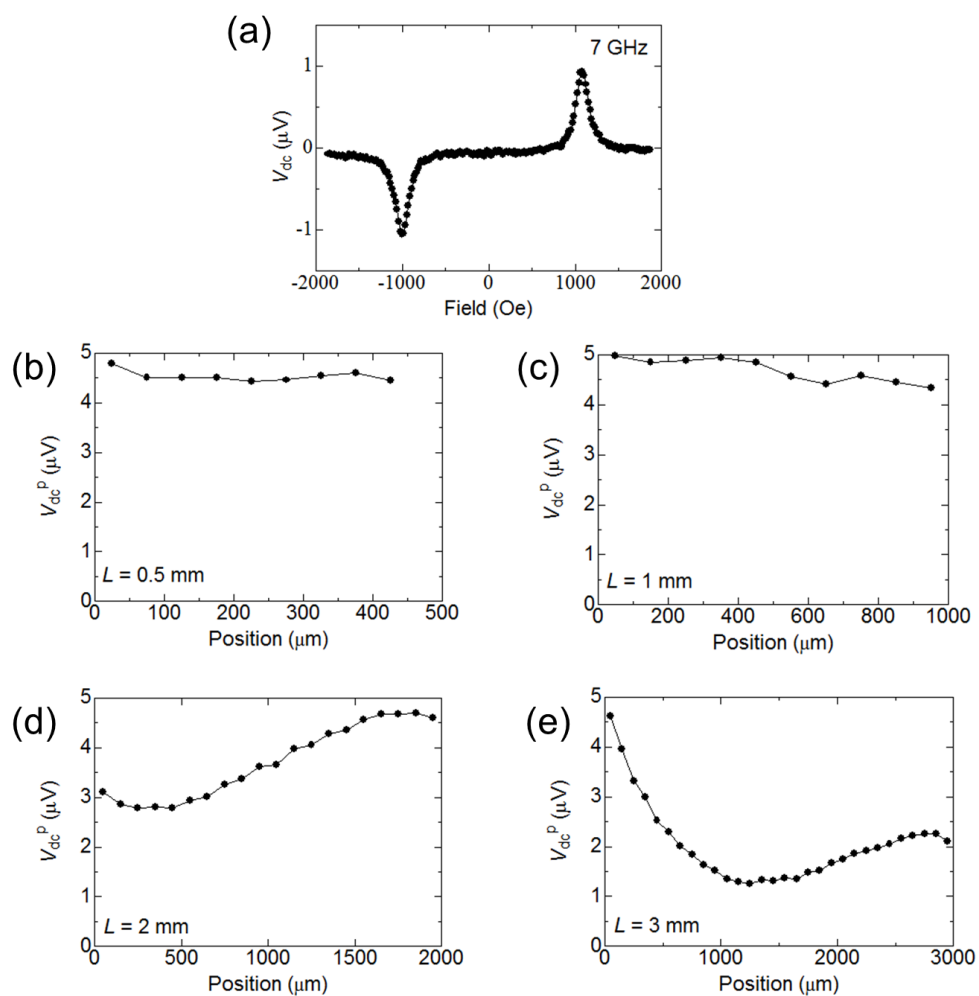


図 B.4.  $L = 0.5$ (a),  $1$ (b),  $2$ (c),  $3 \mu\text{m}$ (d) での dc 電圧のワイヤー内分布。x 軸は、rf 信号注入側からの距離である。

た dc 電圧のワイヤー内での分布を図 B.4 に示す。x 軸の position はワイヤー内での CPW の注入側からの距離である。縦軸は電圧ピークの大きさである。図 B.4 (a)、(b) にあるように、 $L = 0.5, 1 \mu\text{m}$  では、ワイヤー内での dc 電圧の分布はほぼ一様であった。一方で、図 B.4 (c)、(d) では、dc 電圧が位置依存性を持っていることが分かる。それはすなわち、ac 磁場が空間分布を持っていることに対応すると考えられる。磁気渦のスピンポンプでは  $L = 0.5 \text{ mm}$  とした。こういった ac 磁場の分布は歳差運動のコーンアングルの分布につながり、dc 電圧がコーンアングルの 2 乗に比例することから、定量性が求められる実験では問題になってくる可能性がある。

## B.4 サンプル作成プロセス

表 B.1. Py 円盤

Step	Process	Product/Machine	Parameters
1.1	Spin coat	MMA-EL9	3000 rpm, 60 s
	Bake	Hotplate	180 °C, 90 s
1.2	Spin coat	PMMA-A4	5000 rpm, 40 s
	Bake	Hotplate	180 °C, 90 s
1.3	Spin coat	Espacer	3000 rpm, 30 s
2.1	e-beam lithography	Elionix 7700H	100 kV, 100 pA, 0.8 $\mu\text{s}$ 600 $\mu\text{m}$ , 240000 dots
2.2	Rinse	Water	60 s
2.3	Develop	1:3 MIBK to IPA	30 s
2.4	Rinse	IPA	60 s
3.1	e-beam evaporation	UHV chamber	30 nm $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , 0.6 $\text{\AA}/\text{s}$ $8 \times 10^{-8}$ Torr
3.2	Lift-off	Acetone Hotplate	30 min, 60 °C
3.3	Cleaning	IPA Ultrasonic	as long as you want

表 B.2. Py 円盤の Cu 電極

Step	Process	Product/Machine	Parameters
1.1	Spin coat	MMA-EL9	3000 rpm, 60 s
	Bake	Hotplate	180 °C, 90 s
1.2	Spin coat	PMMA-A4	5000 rpm, 40 s
	Bake	Hotplate	180 °C, 90 s
2.1	e-beam lithography	Elionix 7700H	100 kV, 100 pA, 0.8 $\mu$ s 600 $\mu$ m, 240000 dots
2.2	Develop	1:3 MIBK to IPA	30 s
2.3	Rinse	IPA	60 s
3.1	Ar milling	LL chamber	30 s 500 V, 1 mA
3.2	e-beam evaporation	UHV chamber	50 nm Cu, 2.0 $\text{\AA}$ /s $8 \times 10^{-8}$ Torr
3.3	Lift-off	Acetone Hotplate	30 min, 60 °C
3.4	Cleaning	IPA Ultrasonic	as long as you want

表 B.3. 電極

Step	Process	Product/Machine	Parameters
1.1	Spin coat	Promoter	5000 rpm, 40 s
	Bake	Oven	80 °C, 300 s
1.2	Spin coat	AZ-1500	5000 rpm, 40 s
	Bake	Oven	80 °C, 600 s
2.1	Photo lithography	D-light DL-1000RS	100 mJ/cm <sup>2</sup>
2.2	Develop	1:1 AZ Developer to Water	90 s
2.3	Rinse	Water	120 s
3.1	Ar milling (if you need)	LL chamber	30 s 500 V, 1 mA
3.2	e-beam evaporation	UHV chamber	50 nm Cu, 2.0 $\text{\AA}$ /s 5 nm Ti, 0.2 $\text{\AA}$ /s 200nm Au 2.0 $\text{\AA}$ /s $1 \times 10^{-6}$ Torr
3.3	Lift-off	Acetone Hotplate	30 min, 60 °C
3.4	Cleaning	IPA Ultrasonic	as long as you want

表 B.4. Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 絶縁膜

Step	Process	Product/Machine	Parameters
1.1	Spin coat	Promoter	5000 rpm, 40 s
	Bake	Hotplate	85 °C, 120 s
1.2	Spin coat	AZ-1500	5000 rpm, 40 s
	Bake	Hotplate	85 °C, 120 s
2.1	Photo lithography	D-light DL-1000RS	100 mJ/cm <sup>2</sup>
2.2	Bake	Hotplate	115 °C, 120 s
2.3	Develop	1:1 AZ Developer to Water	90 s
2.3	Rinse	Water	120 s
3.1	RF-Spattering	SHINKO SEIKI	150 nm Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 3 × 10 <sup>-6</sup> Torr
3.2	Lift-off	Acetone Hotplate	30 min, 60 °C
3.3	Cleaning	IPA Ultrasonic	as long as you want

## 参考文献

- [1] K. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takahashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **464**, 262 (2010).
- [2] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnr, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).
- [3] M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, B. Leven, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 153501 (2005).
- [4] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [5] J.D. Joannopoulos et al., *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press (1995).
- [6] D. S. Deng, X. F. Jin, and R. Tao, *Phys. Rev. B* **66**, 104435 (2002).
- [7] M. P. Kostylev, A. A. Stashkevich, and N. A. Sergeeva, *Phys. Rev. B* **69**, 064408 (2004).
- [8] G. N. Kakazei, Y. G. Pogorelov, M. D. Costa, T. Mewes, P. E. Wigen, P. C. Hammel, V. O. Golub, T. Okuno, and V. Novosad, *Rev. B*, **74**, 060406(R) (2006).
- [9] V. V. Kruglyak, P. S. Keatley, A. Neudert, R. J. Hicken, J. R. Childress, and J. A. Katine, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 027201 (2010).
- [10] S. Saha, R. Mandal, S. Barman, D. Kumar, B. Rana, Y. Fukuma, S. Sugimoto, Y. Otani, and A. Barman, *Adv. Funct. Mater.* **23**, 2378 (2013).
- [11] J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **67**, 224404 (2003).
- [12] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).
- [13] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Science* **298**, 577 (2002).
- [14] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Sthr, and H. A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).
- [15] V. Novosad, F. Y. Fradin, P.E. Roy, K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **72**, 024455 (2005).
- [16] J. Shibata, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **70**, 012404 (2004).
- [17] R. Antos, J. Hamrle, H. Masaki, T. Kimura, J. Shibata, and Y. Otani, *Proc. SPIE* **6479**, 647907 (2007).

- [18] X. Zhu, Z. Liu, V. Methushko, P. Grutter, and M. R. Freeman, *Phys. Rev. B* **71**, 180408(R) (2005).
- [19] J. P. Park, and P. A. Crowell, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 167201 (2005).
- [20] A. Hubert and R. Schfer, *Magnetic Domains* (Springer, Berlin, 1998), p. 264.
- [21] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **68**, 2892 (1990).
- [22] 5N. A. Usov and S. E. Peschany, *J. Magn. Magn. Mater.* **118**, L290 (1993).
- [23] S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, and T. Ono, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 107204 (2006).
- [24] A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte, and G. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 037201 (2010).
- [25] H. Jung, Y.-S. Yu, K.-S. Lee, M.-Y. Im, P. Fischer, L. Bocklage, A. Vogel, M. Bolte, G. Meier, and S.-K. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 222502 (2010).
- [26] *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, Volume 1 and 2.
- [27] L. D. Landau, and E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935).
- [28] T. Gilbert, A. Found, and I. Chicago, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 3443 (2004).
- [29] C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
- [30] C. Herring, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **81**, 869, (1951).
- [31] B. A. Kalinikos, and A. N. Slavin, *Journal of Physics C: Solid State Physics* **19**, 7013, (1986).
- [32] N. F. Mott, *Proc. R. Soc. Lond. A* **153**, 699 (1936).
- [33] T. R. McGuire, and R. I. Potter, *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975).
- [34] F. J. Albert N. C. Emley, E. B. Myers, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 226802 (2002).
- [35] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978).
- [36] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [37] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mat.* **159**, L1 (1996).
- [38] G. Tatara, and H. Kohno, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004).
- [39] G. Tatara, H. Kohno, and J. Shibata, *Phys. Rep.* **468**, 213 (2008).
- [40] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Nature* **443**, 197 (2006).
- [41] M. Eltschka, M. Wotzel, J. Rhensius, S. Krzyk, U. Nowak, and M. Klaui, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 056601 (2010).
- [42] S. Lepadatu, M. C. Hickey, A. Potenza, H. Marchetto, T. R. Charlton, S. Langridge, S. S. Dhesi, and C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **79**, 094402 (2009).
- [43] L. Heyne, J. Rhensius, D. Ilgaz, A. Bisig, U. Rudinger, M. Klaui, L. Joly, F. Nolting, L. J. Heyderman, J. U. Thiele, and F. Kronast, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 187203 (2010).
- [44] S. D. Pollard, L. Huang, K. S. Buchanan, D. A. Arena, and Y. Zhu, *Nature Commun.* **3**, 1028 (2012).

- [45] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 046601 (2010).
- [46] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. B* **82**, 214403 (2010).
- [47] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, H. Kurebayashi, T. Trypiniotis, C. H. W. Barnes, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature Mater.* **10**, 655 (2011).
- [48] D. Wei, M. Obstbaum, M. Ribow, C. H. Back, and G. Woltersdorf, *Nature Commun.* **5**, 3768 (2014).
- [49] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- [50] Y. Liu, Z. Yuan, R. J. H. Wesselink, A. A. Starikov, and P. J. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 207202 (2014).
- [51] S. O. Valenzuela, and M. Tinkham, *Nature (London)* **442**, 176 (2006).
- [52] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
- [53] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. G. Kim, Y. Otani, and K. Fukamichi, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2082 (2001).
- [54] W. Scholz, K. Y. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R. W. Chantrell, and J. Fidler, *J. Magn. Magn. Mater.* **266**, 155 (2003).
- [55] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B* **65**, 024414. (2001)
- [56] M. Schneider, H. Hoffman, and J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3113 (2001).
- [57] S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi, H. Wada, and T. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 222503 (2010).
- [58] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 1 (2002).
- [59] K. Yu. Guslienko, W. Scholz, R. W. Chantrell, and V. Novosad, *Phys. Rev. B* **71**, 144407 (2005).
- [60] M. Buess, T. P. J. Knowles, R. Hillinger, T. Haug, U. Krey, D. Weiss, D. Pescia, M. R. Scheinfein, and C. H. Back, *phys. Rev. B* **71**, 104415 (2005).
- [61] I. Neudecker, K. Perzlmaier, F. Hoffmann, G. Woltersdorf, M. Buess, D. Weiss, and C. H. Back, *Phys. Rev. B* **73**, 134426 (2006).
- [62] M. Buess, T. P. J. Knowles, R. Hillinger, T. Haug, U. Krey, D. Weiss, D. Pescia, M. R. Scheinfein, and C. H. Back, *Phys. Rev. B* **71**, 104415 (2005).
- [63] M. Kammerer, M. Weigand, M. Curcic, M. Noske, M. Sproll, A. Vansteenkiste, B. V. Waeyenberge, H. Stoll, G. Woltersdorf, C. H. Back, and G. Schuetz, *Nature Commun.* **2**, 279, (2011).
- [64] M. Kammerer, H. Stoll, M. Noske, M. Sproll, M. Weigand, C. Illg, G. Woltersdorf, M. Fhnle, C. Back, and G. Schtz, *Phys. Rev. B* **86**, 134426 (2012).
- [65] M. Noske, A. Gangwar, H. Stoll, M. Kammerer, M. Sproll, G. Dieterle, M. Weigand, M.

- Fhnle, G. Woltersdorf, C. H. Back, and G. Schtz, *Phys. Rev. B* **90**, 104415 (2014).
- [66] K. Yu. Guslienko, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 022510 (2006).
- [67] M. Goto, H. Hata, A. Yamaguchi, Y. Nakatani, T. Yamaoka, Y. Nozaki, and H. Miyajima, *Phys. Rev. B* **84**, 064406 (2011).
- [68] K. S. Buchanan, M. Grimsditch, F. Y. Fradin, S. D. Bader, and V. Novosad, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 267201 (2007).
- [69] A. Drews, B. Krger, G. Selke, T. Kamionka, A. Vogel, M. Martens, U. Merkt, D. Miller, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **85**, 144417 (2012).
- [70] J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **73**, 020403 (2006).
- [71] J. He, Z. Li, and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **73**, 184408 (2006).
- [72] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- [73] A. Y. Galkin, B. A. Ivanov, and C. E. Zaspel, *Phys. Rev. B* **74**, 144419 (2006).
- [74] S. Sugimoto, PhD thesis, The University of Tokyo (2014).
- [75] J.-K. Yu, S. Mitrovic, D. Tham, J. Varghese, and J. R. Heath, *Nature Nanotech.* **5**, 718 (2010).
- [76] J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, B. D.-Rouhani, and H. Puzkarski, *Phys. Rev. B* **54**, 1043 (1996).
- [77] M. Krawczyk, and H. Puzkarski, *Phys. Rev. B* **77**, 054437 (2008).
- [78] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 1 (2002).
- [79] B. V. Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliczszak, R. Hertel, M. Fhnle, H. Brckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, and D. Weiss, *Nature* **444**, 461 (2006).
- [80] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono, *Nat. Mater.* **6**, 270 (2007).
- [81] S.-K. Kim, K.-S. Lee, Y.-S. Yu, and Y.-S. Choi, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022509 (2008).
- [82] S. P.-Watelot, J.-V. Kim, A. Ruotolo, R. M. Otxoa, K. Bouzehouane, J. Grollier, A. Vansteenkiste, B. V. deWiele, V. Cross, and T. Devolder, *Nature Phys.* **8**, 682 (2012).
- [83] S. Jain, V. Novosad, F. Y. Fradin<sup>1</sup>, J. E. Pearson, V. Tiberkevich, A. N. Slavin, and S. D. Bader, *Nature Commun.* **3**, 1330 (2012).
- [84] R. Antos, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **80**, 140404 (2009).
- [85] S. Yakata, M. Miyata, S. Honda, H. Itoh, H. Wada, and T. Kimura, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 242507 (2011).
- [86] M. Jaafar, R. Yanes, D. P. de Lara, O. C.-Fesenko, A. Asenjo, E. M. Gonzalez, J. V. Anguita, M. Vazquez, and J. L. Vicent, *Phys. Rev. B* **81**, 054439 (2010).
- [87] K. Onishi, PhD thesis, The University of Tokyo (2012).
- [88] A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and S. Yuasa, *Nature* **438**, 339 (2005).
- [89] J. C. Sankey, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, I. N. Krivorotov, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 227601 (2006).



- [90] LLG Micromagnetic Simulator, <http://llgmicro.home.mindspring.com> (1997).
- [91] M. Kimata, D. Nozaki, Y. Niimi, H. Tajima, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **91**, 224422 (2015).
- [92] S. Takizawa, M. Kimata, Y. Omori, Y. Niimi, and Y. Otani, *Appl. Phys. Exp.* **9**, 063009 (2016).
- [93] K. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takahashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **464**, 262 (2010).
- [94] K. Ando, J. Ieda, K. Sasage, S. Takahashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 262505 (2009).
- [95] D. Hirobe, Y. Shiomi, Y. Shimada, J. Ohe, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 053904 (2015).
- [96] M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D.H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **83**, 174405 (2011).
- [97] F. G. Aliev, J. F. Sierra, A. A. Awad, G. N. Kakazei, D.-S. Han, S.-K. Kim, V. Metlushko, B. Ilic, and K. Y. Guslienko, *Phys. Rev. B* **79**, 174433 (2009).
- [98] T. Yoshino, K. Ando, K. Harii, N. Nakayama, Y. Kajiwara, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 132503 (2011).
- [99] K. Y. Guslienko, A. N. Slavin, V. Tiberkevich, and S.-K. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 247203 (2008).
- [100] M. Harder, Z. X. Cao, Y. S. Gui, X. L. Fan, and C.-M. Hu, *Phys. Rev. B* **84**, 054423 (2011).
- [101] Y. Niimi, M. Kimata, Y. Omori, B. Gu, T. Ziman, S. Maekawa, A. Fert, and Y. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 196602 (2015).
- [102] S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, T. Kimura, A. Barman, and Y. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 197203 (2011).
- [103] D. Kumar, S. Barman, and A. Barmana, *Sci. Rep.* **4**, 4108 (2014).
- [104] N. Hasegawa, S. Sugimoto, D. Kumar, S. Barman, A. Barman, K. Kondou, and Y. Otani, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 242402 (2016).
- [105] R. Moriya, L. Thomas, M. Hayashi, Y. B. Bazaliy, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Nature Phys.* **4**, 368 (2008).
- [106] N. Hasegawa, S. Sugimoto, H. Fujimori, K. Kondou, Y. Niimi, and Y. otani, *Appl. Phys. Exp.* **8**, 063005 (2015).
- [107] D. S. Han, A. Vogel, H. Jung, K. S. Lee, M. Weigand, H. Stoll, G. Schütz, P. Fischer, G. Meier, and S. K. Kim, *Sci. Rep.* **3**, 2262 (2013).
- [108] C. F. Adolff, M. Hnze, M. Pues, M. Weigand, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **92**, 024426 (2015).
- [109] M. Hnze, C. F. Adoff, M. Weigand, and G. Meier, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 182405 (2014).
- [110] A. Vogel, M. M. Hnze, A. Drews, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **89**, 104403 (2014).
- [111] H. Jung, K.-S. Lee, D.-E. Jeong, Y.-S. Choi, Y.-S. Yu, D.-S. Han, A. Vogel, L. Bocklage,

- G. Meier, M.-Y. Im, P. Fischer, and S.-K. Kim, *Sci. Rep.* **1**, 59 (2011).
- [112] C. Liu, C. K. A. Mewes, M. Chshiev, T. Mewes, and W. H. Butler, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 022509 (2009).
- [113] S. Mizukami, D. Watanabe, M. Oogane, Y. Ando, Y. Miura, M. Shirai, and T. Miyazaki, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D306 (2009).
- [114] C. F. Adolff, M. Hnze, A. Vogel, M. Weigand, M. Martens, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **88**, 224425 (2013).
- [115] R. Shindou, R. Matsumoto, S. Murakami, and J. Ohe, *Phys. Rev. B* **87**, 174427 (2013).
- [116] N. Locatelli, V. Cros, and J. Grollier, *Nature Mat.* **13**, 11 (2014).
- [117] S. Sugimoto, Y. Fukuma, and Y. Otani, *IEEE Trans. Magn.* **47**, 2951 (2011).
- [118] A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolt, and G. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 037201 (2010).

## 謝辞

東京大学物性研究所教授 兼 理化学研究所チームリーダー 大谷義近先生には、修士課程から博士課程修了まで大変お世話になりました。研究に行き詰ったときは力強く鼓舞して頂きました。お忙しい中、論文や発表練習をいつも見て頂き、終始適切なアドバイスを頂きました。加えて、充実した設備や自由に活動を行える環境を与えていただいたことに深く感謝します。

東京大学物性研究所助教 (現大阪大学准教授) 新見康洋先生には、修士課程 1 年より 3 年間お世話になりました。新見先生には、物性物理、実験手法、データのまとめ方、発表スライドの作り方、論文の書き方など研究を遂行する上で必要なことを教えて頂いたと思います。大変お世話になりました。

理化学研究所研究員 近藤浩太さんには、博士課程の 3 年間お世話になりました。普段の近藤さんを見てみると忙しい様子ですが、論文や発表スライドなどを非常に丁寧にみていただきました。私の適当な妄想をぶつけた際にも、笑顔で議論に付き合ってくださいました。STFMR において FMR がスピンプンプする効果について、5 回ほど聞いてしまった記憶がありますが、めげずに丁寧に教えていただきました。ありがとうございました。

東京大学物性研究所助教 木俣基さんには、修士課程の 2 年時より 4 年間お世話になりました。物性物理や測定技術について良く教えていただきました。私にとっては、実験で困ったときは木俣さんと、頼りにしておりました。また、雑談や妄言にも付き合ってください、楽しく研究を進められたと思います。

東京大学物性研究所助教 一色弘成さんには、最後の 1 年間お世話になりました。しばしば休憩に付き合ってください、その際には、有機材料について色々教えていただきました。個人的には、フラーレンが丸くて可愛いので何かできないかと考えています。

SN BOSE Research Center 教授 Anjan Barman 先生並びに、Saswati Barman 研究員、Dheraj Kumar 研究員には共同研究の機会を頂き感謝しております。論文をまとめる際には面倒をおかけしましたが、最後まで丁寧に指導いただきました。深く感謝しています。

物材機構研究員 葛西伸哉さんには、実験方法を教えていただきました。また、磁気渦についても丁寧に教えていただきました。ありがとうございました。

理化学研究所特任研究員、Bivas Rana さん、Holhe Puebla さん、金俊延さん、進捗報告の度に色々質問しても丁寧に返答して頂き、私の理解が進んだと思います。

磁気渦をともに研究していた、杉本聡さん、藤森啓晃さんには大変お世話になりました。お二

人の丁寧な指導のおかげで研究を続けることが出来ました。杉本さんにはサンプルの作成方法を、藤森さんには測定装置を始め micromag の使い方等を丁寧に教えていただきました。同期の軽部修太郎君には、気分転換の散歩によく付き合ってもらいました。また、チャンバー等の実験装置についてよく教えてもらいました。最近の主演として存在感を増して、非常に頼もしく思っています。今後もアカデミックで活躍することを陰ながら応援しています！先輩である、若村太郎さん、井土宏さんには在学中にお世話になりました。特に若村さんには、大事な実験結果の解析を任せて頂き楽しかったです。また、井土さんが卒業しアメリカへ渡った後、ピンセットが行方不明になることが多くなりました。井土さんの偉大さの一端を見た気がします。

後輩である、大森康智君、蔡君、オブレ・フローラン君、瀧澤君、内田悠介君、松本健太君、栗原暢人君、ミンラン・シュウ君、金喜満君らには、いつも雑談に付き合ってもらっていた記憶があります。楽しく学生生活を過ごす上で彼らの寄与は非常に大きいものだったと思います。また、瀧澤くん、内田くん、大森くん、松本くんには実験を手伝って頂き非常に助かりました。理化学研究所創発物性科学研究センターサポートチーム 秋元彦太さん、四方山和彦さん、小日向一さん、天谷諭さん、伊藤良二さん、田口佳男さんには、クリーンルームの実験装置に関してお世話になりました。装置の使用方法を教えていただいたり、普段から装置の保守をしていただきました。大変感謝しております。

研究生活を事務の面より支えていただいた、石鍋道子さん、川村順子さん、太田知恵実さん、金田洋子さんには事務の面でお世話になりました。皆さんの素敵な笑顔に密かに癒やされました。

また、博士課程において金銭的に支援していただいた、理化学研究所並びに日本学術振興会には深く感謝しております。

最後に、博士課程進学に対して、静かに支えてくれた両親並びに家族に感謝します。

## 発表文献

- [1] T. Wkamura, N. Hasegawa, K. Ohnishi, Y. Niimi and Y. Otani, "Spin injection into a superconductor with strong spin-orbit coupling", *Physical Review Letters* (Editor's Suggestion) **112**, 036602 (2014).
- [2] S. Sugimoto, N. Hasegawa, Y. Niimi, Y. Fukuma, S. Kasai and Y. Otani, "Detection of asymmetric circular gyration of the vortex core via the second-order harmonic magnetoresistance oscillation", *Applied Physics Express* **7**, 0023006 (2014).
- [3] N. Hasegawa, S. Sugimoto, H. Fujimori, K. Kondou, Y. Niimi and Y. Otani, "Selective mode excitation in three-chained magnetic vortices", *Applied Physics Express* **8**, 063005 (2015).
- [4] N. Hasegawa, S. Sugimoto, D. Kumar, S. Barman, A. Barman, K. Kondou and Y. Otani, "Observation of anisotropic energy transfer in magnetostatically coupled magnetic vortex pair", *Applied Physics Letters* **108**, 242402 (2016).
- [5] N. Hasegawa, M. Kimata, K. Kondou and Y. Otani, "Spin pumping due to spin wave modes in a magnetic vortex", (in preparation).

強磁性微小円盤における磁気渦のスピンダイナミクス

(Spin dynamics of a magnetic vortex in a micro-fabricated ferromagnetic disk)

長谷川 徳信

