

博士論文

スピン波制御を実現する
人工磁気構造

Artificial magnonic structures
for spin wave control

指導教員 関口康爾 教授
Supervisor, Professor Sekiguchi Koji

横浜国立大学 大学院理工学府 数物・電子情報系理工学専攻
電気電子ネットワーク分野

Electrical and Computer Engineering, Department of Mathematics, Physics, Electrical Engineering and
Computer Science, Graduate School of Engineering Science, Yokohama National University

岩場雅司

Iwaba Masashi

2024年3月

March, 2024

目次

第1章	序論	2
1.1	研究背景	2
1.2	人工磁気構造によるスピン波制御	2
1.2.1	スピン波干渉を利用した Ψ 論理回路	3
1.2.2	マグノトランジスタ	5
1.3	本研究の目的	7
1.4	本論文の構成	8
第2章	理論	9
2.1	スピン	9
2.1.1	スピンの起源	9
2.1.2	スピンの歳差運動	10
2.2	スピン波	11
2.2.1	スピン波の粒子性と波動性	11
2.2.2	スピン波の運動方程式	12
2.2.3	静磁モード	13
2.2.4	表面スピン波	15
2.2.5	後進体積スピン波	19
2.2.6	前進体積スピン波	20
2.2.7	交換モード	22
第3章	ダブル・マグノニック結晶を用いたスピン波スイッチング	24
3.1	目的	24
3.1.1	マグノニック結晶	25
3.1.2	動的マグノニック結晶	25
3.2	理論	28
3.2.1	周期的な変調磁場による伝送損失	28
3.2.2	ブラッグ共鳴散乱	28
3.2.3	変調磁場による伝送損失	29
3.2.4	1次元における表面スピン波の磁気モーメント	30
3.2.5	変調磁場による磁気モーメントの変化	33
3.2.6	変調磁場による透過・反射特性	34
3.3	測定方法	36
3.3.1	スピン波導波路	36
3.3.2	励起・検出用アンテナ特性	36
3.3.3	実験セットアップ	37
3.3.4	マイクロ波パルスによるスピン波励起	38
3.3.5	サンプリングオシロスコープによるスピン波の検出	39
3.4	メアンダ構造によるダブル・マグノニック結晶	42
3.5	実時間領域における表面スピン波の検出	46

3.6	ダブル・マグノニック結晶によるスピン波スイッチング	53
3.6.1	ダブル・マグノニック結晶による減衰バンド	55
3.6.2	実時間波形でのスピン波スイッチングの観測	56
3.6.3	メアンダ電流依存性	59
3.6.4	外部磁場による減衰率依存性	60
3.6.5	マイクロ電磁界シミュレーションによる解析	67
3.7	まとめ	73
第4章	スピン波帰還構造を用いたスピン波増幅	74
4.1	目的	74
4.2	理論	77
4.2.1	強励起によるスピン波の非線形効果	77
4.2.2	曲線導波路におけるスピン波伝搬	85
4.2.3	マイクロリング光共振器	92
4.3	マイクロメートルスケールのスピン波帰還構造の微細加工	94
4.3.1	スピン波導波路の材料	94
4.3.2	レーザーリソグラフィー描画	94
4.3.3	真空系装置による薄膜作製	97
4.4	測定方法	102
4.4.1	ブリルアン散乱分光法の原理	102
4.4.2	ファブリペロー型干渉計	104
4.4.3	タンデムファブリペロー干渉計	105
4.4.4	Micro-focusedブリルアン散乱分光法	109
4.5	スルー型アンテナを使用したスピン波帰還構造の測定結果	117
4.5.1	直線部におけるスピン波強度の空間分布	118
4.5.2	出力部での励起位相による強度依存性	120
4.5.3	曲線部におけるスピン波強度の空間分布	122
4.5.4	出力部における周波数特性	129
4.5.5	励起位相によるスピン波強度のランダムな振動	131
4.6	スピン波帰還構造の周回運動の解析	136
4.7	スピン波帰還構造の設計最適化	141
4.7.1	ループ全長の変化による増幅率依存性	142
4.7.2	シミュレーションによるループ全長依存性	144
4.7.3	経路補正係数からの増幅率の評価	149
4.8	ナノメートルスピン波帰還構造の開発	154
4.8.1	電子線描画	154
4.8.2	実験セットアップ	160
4.8.3	出力部における励起位相依存性	162
4.8.4	ナノ細線によるスピン波の狭帯域化	163
4.8.5	スピン波帰還構造を用いた直列接続	166
4.8.6	スピン波帰還構造における微細化の限界	170
4.8.7	スピン波帰還構造の消費電力の試算	170

4.9 自立型マグノニック結晶を用いたスピン波帰還構造の増幅制御	171
4.10 まとめ	173
第5章 結論	174
参考文献	175
謝辞	183

要約

現在の電子デバイスは電荷の移動によって情報処理を行っているが、計算量の上昇と高集積化による発熱問題が無視できなくなっている。発熱の原因は電荷移動と待機に生ずるリーク電流が挙げられ、電子デバイスの処理速度低下につながる。

電子デバイスの集積化には限界があるため、発熱問題の解決には異なる手法を用いて情報処理を行う必要がある。電子デバイス集積回路は微細加工技術と成膜技術を利用して作製されており、この技術革新によって電子の電荷だけでなくスピン自由度の活用も可能にした。スピンは磁気源であるため、磁気の力は原理的に発熱を発生しないためにスピントロニクス分野として開拓されている。一方、現状のスピントロニクスでは信号キャリアのエネルギー消費・伝搬効率が不十分であり、モバイルデバイスへの応用やエネルギー効率の高い情報処理への応用ができていない。そこで電子スピンの角運動量が伝搬するスピン波が脚光を浴びている。スピン波は磁気モーメントの歳差運動が位相差を持って波として伝わり、波として位相と振幅を用いて大量の情報を伝送できる。また磁性金属だけでなく磁性絶縁体でも使用可能であることから、従来のスピントロニクスの課題を解決して既存の電子回路に代わる新たな信号処理システムを構築する原理として期待されている。スピン波素子の集積化に向けてスイッチング・増幅といった未開発の制御機構が不可欠であり、本論文では微細加工した人工磁気格子を用いてスピン波スイッチングと増幅機構の研究を行った。

スピン波を非電荷信号キャリアとして活用するには、スピン波伝搬の高速スイッチングが不可欠である。そこで周期的な変調磁場を試料に印加するマグノニック結晶を活用して、スピン波が通過する時間のみ変調磁場を印加させ、ナノ秒でのスイッチングを実現させた。一方、スピン波には磁気摩擦による減衰という本質的な欠点があるため、多段化すると数段目以降でスピン波信号が消失してしまいスイッチング機構を活用できない。そのため増幅機構として、直線導波路にリング型ループ回路を接続したスピン波帰還構造を独自に考案した。スピン波帰還構造は伝搬したスピン波をループ回路に流入させ周回させることで波の干渉によって段階的に増幅させることができ、スピン波の位相を保持した状態でのスピン波増幅を実現した。以上の研究により以下の知見を得た。

- 二つの異なる人工変調磁場を生み出すダブル・マグノニック結晶を作製して、スピン波信号パケットに対し強度比で最大 75 % の減衰効果を実現し、ナノ秒でのスピン波スイッチングを実現した。
- 微細化スピン波帰還構造によって、位相最適化により最大 3.4 倍の増幅率を実現し、帰還構造の増幅器としての有用性を示した。
- リング型ループ回路の全長を変えた試料を複数個作製し、スピン波帰還構造の最適化を行い、周波数・波数・ループ長から最適なスピン波帰還構造を設計する指針を構築することができた。

以上の研究により、スピン波の高速スイッチングと増幅機構を人工磁気構造によって実現し、また曲線導波路の活用を見出したことで平面上での伝搬方向を自在に変更できることから、集積スピン波素子の基盤的知見を開拓することができた。

第1章 序論

1.1 研究背景

現在の電子デバイスは電荷の流れを用いるエレクトロニクスが主流である。しかし、計算量の上昇や処理量の増大によって電荷の移動によるジュール熱が問題になる。

電子デバイスの集積化には限界があるため、発熱問題に対しては新たな手法を用いて情報処理を行う必要がある。電子デバイスは微細加工や成膜技術を利用して作製されているが、これらの技術の進歩によって電子の電荷だけでなくスピン自由度の活用も可能にした。そこで電子のもう1つの運動量であるスピンを用いたデバイスの研究が開拓されており、この分野をスピントロニクスと呼ぶ [1]。スピントロニクス分野の中ではエネルギー消費・高速情報処理・伝搬効率・異なるデバイスへの相互変換などが課題として挙げられており、モバイルデバイスといった情報処理への応用ができていない。これらの問題を解決すべく、電子スピン波の角運動量が磁性体中を伝搬するスピン波が注目されている。

スピン波は電荷の移動によるジュール損失が発生しないため、超低消費電力なデバイスが作製できるとして研究が発展している [2-9]。スピン波は波として位相と振幅の情報を伝搬できるため、一度に多くの情報を伝搬できる。また電荷の移動を伴わないことから磁性金属だけでなく磁性絶縁体でも使用可能であることから、材料の選択肢は多い。例として金属では Py [10], Fe [11] などがあり、磁性絶縁体ではイットリウム鉄ガーネット (Yttrium iron garnet) [12-14] がある。

スピン波は印加する磁場の方向モードが変わり、後進体積スピン波 (BVMSW) [15-17]、表面スピン波 (MSSW) [11, 19]、前進体積スピン波 (FVMSW) [2, 20, 21] があり、それぞれ異なる分散関係を持つ。

スピン波は量子力学的な考え方として粒子としてとらえることもできるため、マグノンとも呼ばれている。スピン波は磁気だけでなく熱、光、電気といった分野の組み合わせも研究されており、例として熱ではスピンゼーベック効果 [22-24]、光ではレーザーを用いた BLS 分光測定によるボースアインシュタイン効果の観測 [25, 26]、電気では電流をスピンの流れに変化させるスピンホール効果 [27, 28] とその応用分野は幅広い。

スピン波を非電荷キャリアとして活用するには、スイッチングといった制御が必要になる。スピン波は波による位相と振幅があるため、制御には波の干渉を利用するもの [2] と波束の伝搬制御 [16] によるものがある。これらの制御構造は人工的な磁気構造を作製することによって実現されている。そのため、次章ではスピン波制御のための人工磁気構造について述べる。

1.2 人工磁気構造によるスピン波制御

スピン波の制御機構として、人工磁気構造を用いた制御がある。前進体積スピン波を用いた Ψ 型スピン波論理回路と、後進体積スピン波を用いたマグノントランジスタについて説明する。

1.2.1 スピン波干渉を利用した Ψ 論理回路

スピン波の波としての干渉を利用した論理回路として、AND,ORのような論理演算を作成することが研究されており [2,3]、前進体積スピン波を用いて ψ 型回路を作製したものがある [2]。この図 1.1(a) はスピン波の波の干渉を用いて信号を制御することで、多数決ゲートを実現している干渉計である。

導波路は厚さ $10\ \mu\text{m}$ のイットリウム鉄ガーネット (Yttrium iron garnet: YIG) を用いており、3つの入力端子である Input1, Input2, Control のポート, そして出力端子の Output で構成される Ψ 型である。Output の端子に対して、Input1, Input2 は 45° で入力され、線幅は $350\ \mu\text{m}$ 、 Ψ 型の全体の長さは $3\ \text{mm}$ となる。

図 1.1(b) では入力端子から励起されたスピン波の位相に対して、出力端子におけるスピン波の位相を比較したものである。 S_1 、 S_2 がそれぞれ Input1, Input2 からのスピン波を示したものである。Control 端子が S_3 を表しており、 S_3 の位相が $\theta_3 = 0$ のとき AND 回路、 $\theta_3 = \pi$ のときは OR 回路の出力が Output 端子で観測できる。Output 端子のスピン波に関して、実線は理論値、プロット点が実測値を表していて、理論値の結果とほとんど一致していることがわかる。つまり、図 1.1(b) から、論理演算の AND,OR 回路がスピン波の干渉によって実現できていることがわかる。また、回路の長さをちょうどスピン波の半波長分にすると、NOT 回路も作成できるため、理論的にはすべての演算が可能である。

ψ 型論理回路の研究ではスピン波の干渉を利用して論理演算を実現した。波の位相や振幅を細分化すれば1度に多くの情報を送ることも可能であるため、微細化すれば実用化に期待ができる。

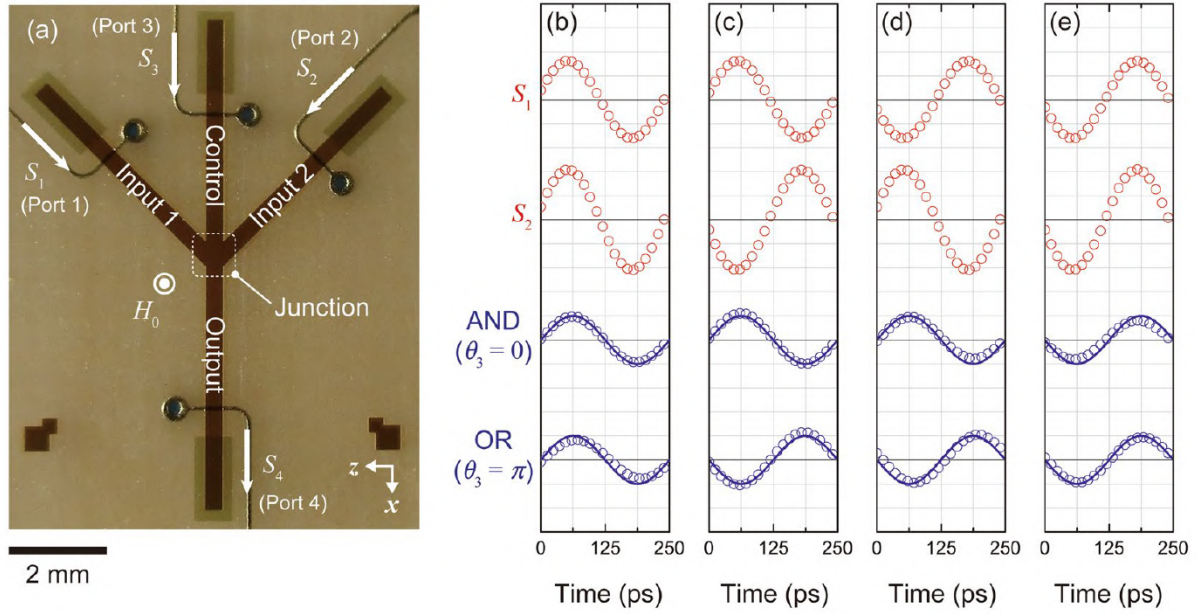


図 1.1: (a) は YIG を用いた Ψ 型のスピン波による多数決ゲートを示している。(b) から (e) にかけては、Input1,2 からのスピン波に対して、Output がどのような位相を出力するかを示したものである。 S_1 、 S_2 がそれぞれ Input1, Input2 からのスピン波を示したものであり、Control 端子のスピン波の位相が $\theta_3 = 0$ のとき AND 回路、 $\theta_3 = \pi$ のときは OR 回路の出力が Output 端子で観測できる。Output 端子のスピン波に関して、実線は理論値、プロット点が実測値を表していて、振幅のピークが 5 mV である [2]。

1.2.2 マグノントランジスタ

スピン波の相互作用のみで動作させたマグノントランジスタの研究がある [12,52]。素子構造は図 1.2 で示すように導波路として YIG を使用し、ソース、ゲート、ドレインとそれぞれスピン波を励起・検出するためのアンテナが YIG 上に配置されている。YIG の厚さは $5.5 \mu\text{m}$ であり、ソースとドレイン間の距離は 8 mm である。ゲート付近の YIG には周期的なエッチング構造が施してあり、溝の幅は $30 \mu\text{m}$ 、深さ $0.5 \mu\text{m}$ 、溝同士の間隔は $270 \mu\text{m}$ である。周期は 20 周期である。

外部磁場は $H_{\text{ext}} = 1770 \text{ Oe}$ をスピン波の進行方向に対して平行に印加しているため、後進体積スピン波である。ソースから周波数 $f = 7.025 \text{ GHz}$ の高周波電圧をアンテナに入力し、高周波磁場によってスピン波を励起する。

ゲートにスピン波を注入することでスイッチングを実現しているが、それをゲートのマグノン密度によって表したものを図 1.3 に示す。ゲートに周波数 $f = 7 \text{ GHz}$ の高周波電圧を印加してマグノンを励起した。ゲートにスピン波を印加していないときのドレインで検出されるマグノン密度を 1 と正規化する。ゲートにマグノンを励起するとドレイン部分まで通過するスピン波が抑制されていくことがわかる。

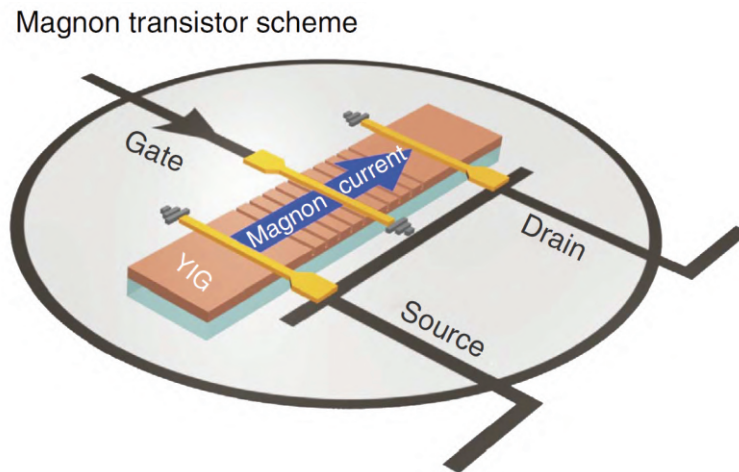


図 1.2: マグノントランジスタ [12]

ゲートのマグノン密度を維持するために、ゲート付近に周期的なエッチング構造を用いている。これをマグノニック結晶と呼び、同じ周期を持つ空間周波数のみが強く反射されマグノニック結晶内に留まるという現象を用いている。なのでソースから来たスピン波はゲート付近のスピン波と衝突することで散乱し、ドレインまで到達せずに遮断される。マグノニック結晶においては次節で詳しく述べる。

実用化するには、導波路を T 型にしてゲートにスピン波を直接流し、ソースとドレイン部分も線を延長させて、隣のトランジスタへ信号を送受信する。そのため、スピン波のみで動作可能なトランジスタ回路が作製できる。また CMOS と同様のサイズでマグノントランジスタ作製すれば、 $1/100$ の消費電力に抑えられるという試算もあり、超低消費電力のデバイス素子の実現が期待できる。

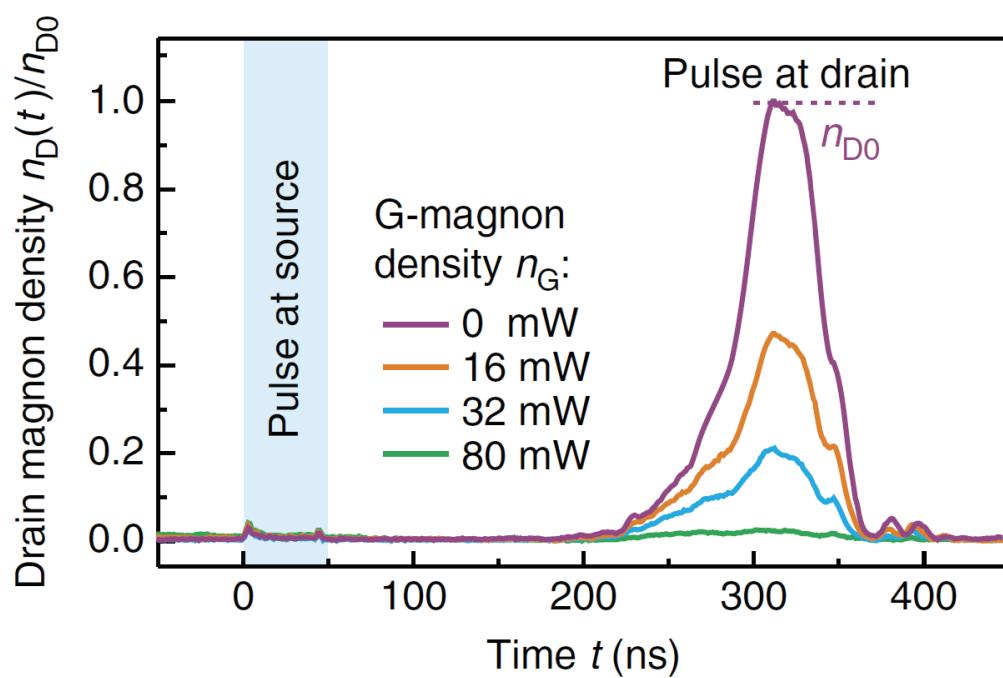


図 1.3: ゲート部分にマグノンを印加したことによるドレイン部分のマグノン依存性 [12]。ゲート部分にマグノンを印加していないときのマグノン密度を 1 として正規化している。

1.3 本研究の目的

これらの人工磁気構造を用いたスピン波制御において、集積化に向けて未開発のスイッチング・増幅機構の開発が不可欠となる。そこで本研究では以下を目的とした。

- 2つの異なる変調磁場を印加するダブル・マグノニック結晶を使用して、スピン波の高速スイッチングを実現する。
- 微細化スピン波帰還構造によって、スピン波の増幅機構を開発する。
- スピン波帰還構造にマグノニック結晶を組み合わせ、増幅の制御機構を開発する。

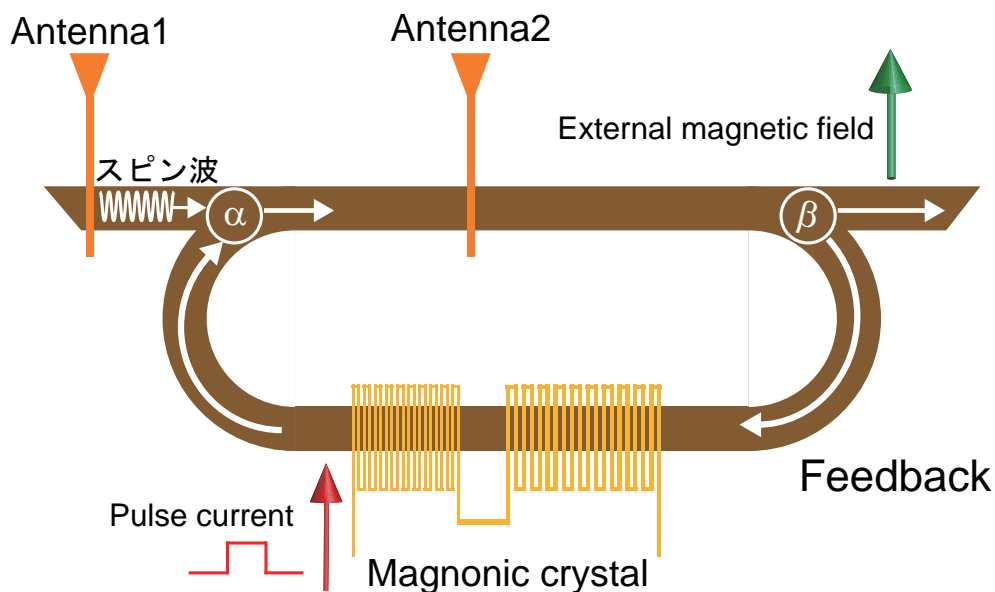


図 1.4: 増幅率の制御可能なスピン波帰還構造。直線の導波路にリング型ループ回路を接続した構造をしている。励起アンテナからスピン波が伝搬すると、分岐点 β からループ回路に流入し、分岐部 α まで戻りスピン波が周回する。ループ回路を周回しているスピン波は増幅アンテナによるスピン波の干渉によって強め合う。周回しているスピン波強度が発振しないように、マグノニック結晶をループ回路に配置し、増幅率を制御する。

本研究では高速スイッチングを実現するため、変調磁場を印加するマグノニック結晶を使用した。これまでの研究では分散型材料に対してスピン波帯域全体を減衰できないことから、2つの異なる変調磁場を組み合わせ、スピン波帯域全体を減衰させようと考えた。

また、増幅機構に関しては図 1.4 のようなスピン波帰還構造を作製した。直線部にリング型ループ回路を接続した構造をしており、ループ回路をスピン波が周回することで増幅させる。励起アンテナからスピン波が伝搬すると、分岐点 β からループ回路に流入し、分岐部 α まで戻りスピン波が周回する。ループ回路を周回しているスピン波は増幅アンテナによるスピン波の干渉によって強め合う。干渉の強め合いによって徐々に増幅するため、強励起による位相情報の崩れは起こりにくくなる。しかし、スピン波帰還構造ではスピン波がループ回路を周回し続けると発振してしまい、制御された信号にならず位相の情報を失ってしまう可能性がある。そこでループ回路にマグノニック結晶を配置することでスピン波を減衰させ、増幅率を制御する。

以上の研究から、本研究ではスピン波の高速スイッチングと増幅機構の開発を目的とする。

1.4 本論文の構成

第2章の理論では、スピンの角運動量の流れであるスピン波の原理を述べる。第3章では2つの異なる周期の変調磁場を印加するダブル・マグノニック結晶を利用して、スピン波の高速スイッチングを実現した研究について述べる。第4章ではスピン波増幅機構としてスピン波帰還構造を微細加工により作製し、帰還構造が増幅器として有用であることを示した研究を述べる。また、これらの高速スイッチングと増幅機能の研究を組み合わせ、増幅率を制御可能な自立式スピン波帰還構造に関する構想を述べる。

第2章 理論

この章では、磁性体中に存在する電子の内部自由度であるスピンの仕組みから、スピンの歳差運動を伝達するスピン波(マグノン)について説明する。現在研究されているスピン波を用いたデバイスを紹介する。スピン波デバイスの制御方法として、マグノニック結晶によるスピン波の減衰制御について述べる。

2.1 スピン

2.1.1 スピンの起源

磁性体による磁場の強さと、磁場の方向を表す磁気モーメント μ は電子が原子のまわりを回転することによる軌道角運動量 \mathbf{L} によって表される [37,38,42]。

原子の周りを回転する電子が生ずる磁気モーメント μ は

$$\mu = IA \quad (2.1)$$

となり、 I は回転する電子の流れであり、 A は電子が存在する領域である。電子の流れ I は単位時間において軌道の任意の点を通過する電子であるので

$$I = \frac{qv}{2\pi R} \quad (2.2)$$

となる。また A は電子の軌道半径を R として πR^2 で表せるので、磁気モーメント μ は

$$\mu = \frac{qvR}{2} \quad (2.3)$$

と表される。よって磁気回転比 γ_L は軌道角運動量 L を用いると

$$\gamma_L = \frac{\mu}{L} = \frac{q}{2m} \quad (2.4)$$

となる。磁気モーメントと軌道角運動量をベクトル量として考えると、電流と電子の移動は反対方向であるため、磁気モーメント μ と軌道角運動量 \mathbf{L} は図 2.1 のように反対方向を向く。よって式は

$$\mu = \gamma_L \mathbf{L} \quad (2.5)$$

となり、 $\gamma_L < 0$ になる。電子の質量と、電荷から $|\gamma/2\pi| = 1.4 \text{ MHz/Oe}$ となる。

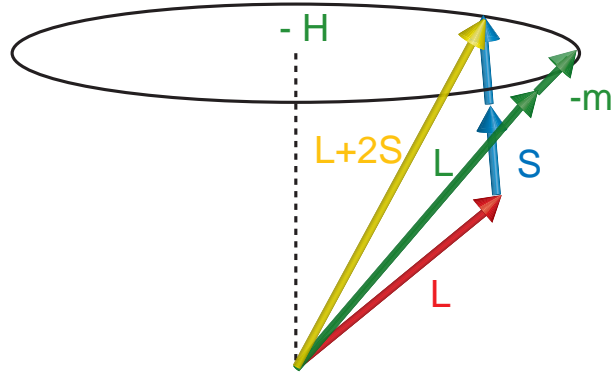


図 2.1: 軌道角運動量とスピン角運動量

ここまでは古典力学的な考え方として、磁気モーメントを算出したが、電子は観測するまで正確な位置がわからない電子雲になっており、量子的な動きを持っている。電子を量子的に扱うことで導出されたものがスピン角運動量 \mathbf{S} であり、また単にスピンと呼ぶ。スピンの磁気回転比は

$$\gamma_S = \frac{q}{m} \quad (2.6)$$

であり、 $|\gamma_S/2\pi| = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ である。スピン磁気モーメント μ_S は

$$\mu_S = -g \frac{\gamma_S}{2} 2\mathbf{S} = -g \frac{q}{2m} 2\mathbf{S} \quad (2.7)$$

で表すことができ、 g はランダウの g 因子といい、

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.8)$$

で示される [41]。ただし、 J は電子の全角運動量の量子数である。よって全体の磁気モーメントは

$$\mu = \mathbf{m}_L + \mathbf{m}_S = -\mu_B(\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \quad (2.9)$$

となり、 μ_B はボーア磁子と呼ばれ、

$$\mu_B = g \frac{q}{2m} \quad (2.10)$$

と表される。

2.1.2 スピンの歳差運動

スピン1つの歳差運動について考える。スピンの歳差運動の式は Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 方程式と呼ばれ、式 (2.11) で表される [39]。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times H_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.11)$$

ここで、 \mathbf{M} はスピンを表し、 γ は磁気回転比、 H_{eff} はスピンに働く有効磁界を表している。さらに α は飽和磁化 M_s とギルバート減衰定数 G を用いて $\alpha = G/\gamma M_s$ と表すことができる。式 (2.11)

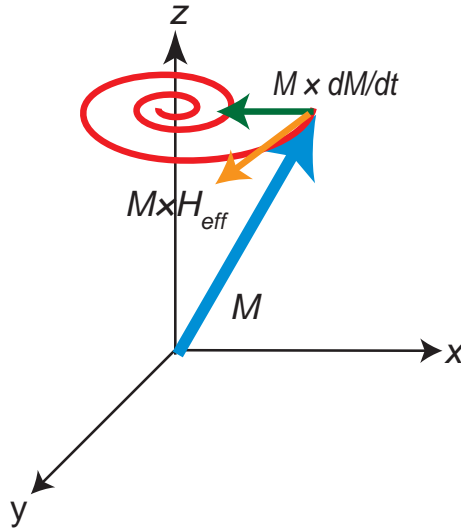


図 2.2: スピンの歳差運動

の右辺第 1 項は歳差運動のトルクの大きさであり、第 2 項は減衰項を表している。図 2.2 にスピンの歳差運動の概形を示す。

スピンの 1 列に並んでいるとすると、隣のスピンの磁気モーメントが、交換相互作用によって影響を受ける。ここで式 (2.11) における有効磁界 H_{eff} は

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{ext}} + H_{\text{in}} + H_D \quad (2.12)$$

で表すことができる。ただし、 H_{ext} は外部磁場、 H_{in} は交換相互作用による磁場、 H_D は双極子相互作用における磁場である。双極子相互作用は、他の磁場と比べて小さいため、無視する。

2.2 スピン波

2.2.1 スピン波の粒子性と波動性

スピンの歳差運動を行うと、隣り合うスピンの相互作用によって位相ずれの歳差運動が発生する。この歳差運動が次の隣り合ったスピンのさらに歳差運動が伝達していくと、図 2.3 のようにスピンの歳差運動が 1 つの波のように伝達していく。これをスピン波と呼ぶ。またスピン波は量子力学的に扱い、一つの粒子として「マグノン」としても考えることができる。スピン波を 1 つの波として波数ベクトル \mathbf{k} は波長 λ を用いて以下の式で表すことができる。

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{i} \quad (\mathbf{i} \text{ は単位ベクトル}) \quad (2.13)$$

ここで、スピン間に働く交換エネルギーについて考える [37]。 i 番目と j 番目に働く交換エネルギーは

$$E_e = -2J_e \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2.14)$$

である。 J_e は交換積分、 \mathbf{S} はスピン角運動量である。スカラー積 $\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$ の大きさは $S_i S_j \cos \phi$ であり、 i 番目のスピンに対する j 番目のスピンの角度を ϕ とすると、式 (2.14) よりエネルギーが低くなるように ϕ は小さくなるため、 $\cos \phi \approx 1 - \phi^2/2$ と近似することができる。図 2.3 より、 ϕ が小さいと、スピン波の波長 λ は長くなるため、 ϕ は $1/\lambda$ に比例する。また、 k は $1/\lambda$ に比例するので、 ϕ は k に比例することになる。

これらをふまえると、交換エネルギーの大きさは

$$E_e \approx -2J_e S^2 \left(1 - \frac{\phi^2}{2}\right) = -2J_e S^2 + J_e S^2 \phi^2 \quad (2.15)$$

となり、スピン波に関係した第 2 項のエネルギーは

$$U_{\text{wave}} = J_e S^2 \phi^2 \approx Dk^2 \quad (2.16)$$

となり、 k^2 に比例する。ここで、比例定数として D を置いている。ここで、 k によるスピン波のエネルギーと、それに対応する電磁波の振動数 ω_{ex} は、アインシュタインの関係を用いると

$$\hbar \omega_{\text{ex}} = U_{\text{wave}} \approx Dk^2 \quad (2.17)$$

で与えられる。つまり、 ω の振動数の電磁波を与えれば波数 k のスピン波が励起されることであり、 ω_{ex} はスピン波の固有振動数あるいは共鳴周波数と呼ぶ。

2.2.2 スピン波の運動方程式

スピン波の波数 k と周波数 ω の関係性として、運動方程式から、波数 k と角周波数 ω の関係について述べていく。

スピン波を LLG 方程式に考慮すると、隣り合ったスピンの歳差運動から交換エネルギーによる交換相互作用が影響するため、式 (2.12) の交換相互作用による磁界 H_{exc} が作用する。 H_{exc} は

$$H_{\text{exc}} = H_m a^2 \frac{\nabla^2 m}{M} \quad (2.18)$$

と置くことができ、よって式 (2.11) は以下のように表される [40]。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \alpha \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - \gamma H_m a^2 \frac{\mathbf{M} \times \nabla^2 \mathbf{m}}{M} \quad (2.19)$$

ただし、 H_m は分子磁界、 a は隣り合ったスピンとの距離、 m は図 2.2 での xy 平面での小振動を表す。これがスピン波を考慮した LLG 方程式である。この運動を表したのが図 2.3 である。スピン波は隣のスピンの相互作用によりスピンの歳差運動が波のように伝わっていくことでエネルギーが伝達されていく。

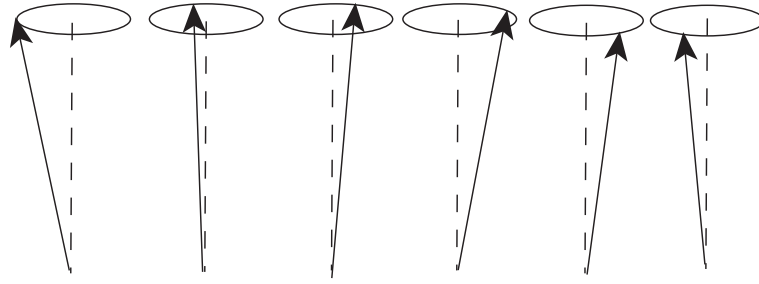


図 2.3: スピン波

2.2.3 静磁モード

スピン波は、双極子相互作用の寄与が大きい静磁モードと、交換相互作用の寄与が大きい交換モードを有する。静磁モードは外部磁場によるエネルギーの寄与が大きく、交換モードは隣り合ったスピン同士の交換相互作用が強く作用し、このモードは分子間距離 a と波数 k によって決定される。まず、LLG 方程式に波動の式を入れるために、1次元の波動方程式を考える。

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + k^2 y = 0 \quad (2.20)$$

式 (2.20) の y を磁気モーメント \mathbf{m} として、3次元にすると

$$\nabla^2 \mathbf{m} + k^2 \mathbf{m} = 0 \quad (2.21)$$

で表される。これを式 (2.19) に代入する。ただし、簡単のため右辺第三項の減衰項は無視する [40]。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \gamma H_m a^2 \frac{\mathbf{M} \times k^2 \mathbf{m}}{M} \quad (2.22)$$

上式の右辺第二項に対して $a^2 k^2 \ll 1$ であるとき、双極子相互作用である右辺第一項が支配的になることから静磁モードとなる。一方で $a^2 k^2$ が大きいときは、交換相互作用によるエネルギーが大きくなるため、外部磁場による第一項のエネルギーは無視される。よって $a^2 k^2$ が大きいときは交換モードになる。

式 (2.22) に関して、図 2.2 での xy 平面の小振動の変化を求める。磁気モーメント \mathbf{M} を $\mathbf{M} = e^{-j\omega t}$ とすると、式 (2.22) は次のようになる。

$$-j\omega m_x = m_y(\omega_p + \gamma H_m a^2 k^2) - \gamma M h_y \quad (2.23)$$

$$-j\omega m_y = m_x(\omega_p + \gamma H_m a^2 k^2) + \gamma M h_x \quad (2.24)$$

ただし、 $\omega_p = -\gamma H$ としている。ここで、 $\omega_0 = \omega_p + \gamma H_m a^2 k^2$ とする。

式 (2.24) を行列表示にすると

$$\begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} = \frac{1}{\omega_M} \begin{bmatrix} \omega_0 & i\omega \\ -i\omega & \omega_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

となる。これは

$$\mathbf{m} = \bar{\chi} \cdot \mathbf{h} \quad (2.26)$$

と表すことができる。ただし

$$\bar{\chi} = \begin{bmatrix} \chi & -i\chi_a \\ i\chi_a & \chi \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

$$\chi = \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.28)$$

$$\chi_a = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.29)$$

としている。それぞれの角周波数は以下のように定義している。

$$\omega = 2\pi f \quad (2.30)$$

$$\omega_0 = -\gamma H_{eff} \quad (2.31)$$

$$\omega_M = -\gamma 4\pi M_s \quad (2.32)$$

f はスピン波の周波数、 M_s は飽和磁化を示している。

χ はテンソル磁化率と呼ばれる。これを比透磁率を用いて表すと

$$\bar{\mu} = (1 + \bar{\chi}) = \begin{bmatrix} 1 + \chi & -i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

となる。

次に、磁性体に存在するスピンの磁気状態に対するマクスウェル方程式を求める [42]。

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0 \quad (2.34)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0 \quad (2.35)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = i\omega \mathbf{b} \quad (2.36)$$

ただし磁場は \mathbf{h} 、磁束密度は \mathbf{b} 、電荷は \mathbf{e} を表しており、それぞれがベクトル量を持っている。磁性体において磁束密度 \mathbf{b} は

$$\mathbf{b} = \bar{\mu} \cdot \mathbf{h} \quad (2.37)$$

と表される。ただし、 \mathbf{h} は磁気ポテンシャルである ψ を用いて

$$\mathbf{h} = -\nabla \psi \quad (2.38)$$

と表される。式 (2.35),(2.37),(2.38) を用いると

$$\nabla \cdot (\bar{\mu} \cdot \nabla \psi) = 0 \quad (2.39)$$

となり、さらに変形すると

$$(1 + \chi) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.40)$$

となる。ここで磁気ポテンシャル ψ を $\psi = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ とおくと

$$(1+\chi)(k_x^2+k_y^2)+k_z^2=0 \quad (2.41)$$

とおくことができる。 z 軸に対しての外部磁場の角度を θ とおくと

$$k_x^2+k_y^2=k^2\sin^2\theta \quad (2.42)$$

$$k_z^2=k^2\cos^2\theta \quad (2.43)$$

になる。よって

$$\chi\sin^2\theta=-1 \quad (2.44)$$

で表される。式 (2.29) の χ から、角周波数 ω の式に変形すると式 (2.45) となる。

$$\omega^2=\omega_0^2+\omega_0\omega_M \quad (2.45)$$

ω がスピン波の角周波数、 ω_M が外部磁場における成分となるので、式 (2.45) が外部磁場とスピン波の周波数の関係式となる。よって外部磁場とスピン波の周波数の関係式を導出した。しかし、スピン波はエネルギーである角周波数 ω と運動量の波数がある。そこで k 式 (2.45) から運動量の波数 k を追加した関係式を求めていく。ただし、3つの静磁モードによってその関係は異なるため、それぞれに関する式を導出していく。

2.2.4 表面スピン波

表面スピン波 (Magnetostatic surface wave: MSSW) は図 2.4 に示すように、スピン波の進行方向に対して z 軸方向である面内垂直に外部磁場を印加したときに励起される。表面スピン波に関してのスピン波の周波数と波数の分散関係を求める [42]。ただし、条件として厚さ d と波数 k が $kd \ll 1$ とする。

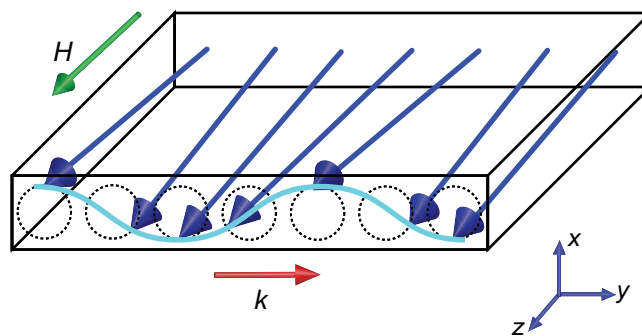


図 2.4: 表面スピン波

このときの磁気ポテンシャル ψ は、図 2.5 のように境界ごとに3つの式に分けられる。まず磁性膜での磁気ポテンシャルは、厚み方向からの跳ね返り波の重ね合わせにより以下の式で示される。

$$\psi_2 = \psi_0 \cos(k_z z) e^{i v k_x x} \quad (2.46)$$

ただし、 ψ_0 は任意の振幅である。磁性体の外側での磁気ポテンシャルは $z \rightarrow \pm\infty$ で消滅するため

$$\psi_1 = Ce^{-k_x y + i\nu k_x x} \quad (2.47)$$

$$\psi_3 = De^{k_x y + i\nu k_x x} \quad (2.48)$$

となる。ただし、 ν はスピン波の進行方向の正負を表しており、 $\nu = \pm 1$ である。

次は高周波磁場における境界条件を考える。それは、磁場 \mathbf{h} と、磁束密度 \mathbf{b} が連続で無ければならないことである。まず磁場 \mathbf{h} は

$$\mathbf{h}_t = -\nabla_t \psi \quad (2.49)$$

と表される。ただし

$$\nabla_t = \mathbf{x} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{y} \frac{\partial}{\partial y} \quad (2.50)$$

である。磁場 h_t は $z = \pm d/2$ で連続であるため

$$-ik_t \psi_1(z = d/2) = -ik_t \psi_2(z = d/2) \quad (2.51)$$

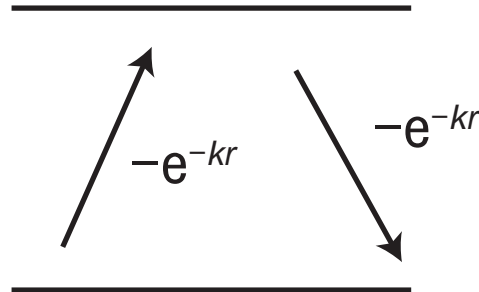
また

$$-ik_t \psi_3(z = -d/2) = -ik_t \psi_2(z = -d/2) \quad (2.52)$$

となる。

1. 誘電体

2. 磁性膜



3. 誘電体

図 2.5: 薄膜における境界

図 2.4(a) より、波数 k は x 軸と z 軸に対してのみ働く。よって式 (2.41) は

$$(1 + \chi)(k_x^2 + k_y^2) = 0 \quad (2.53)$$

で表される。この解を満たすためには $(1 + \chi) = 0$ である必要がある。もう一つの解として $k_y^2 - k_x^2 = 0$ を持つが、この条件では k_y が実数であるときは k_x は虚部である必要があり、振動としての条件を満たさなくなる。表面スピン波における磁性膜での磁気ポテンシャル ψ_2 は以下のように変換する。

$$\psi_2 = [\psi_{0+} e^{ky} + \psi_{0-} e^{-ky}] e^{i\nu k_x x} \quad (2.54)$$

これらの磁気ポテンシャルから、境界条件は以下のように示される。

$$C e^{-kd/2} = \psi_{0+} e^{kd/2} + \psi_{0-} e^{-kd/2} \quad (2.55)$$

$$D e^{-kd/2} = \psi_{0+} e^{-kd/2} + \psi_{0-} e^{kd/2} \quad (2.56)$$

ここで

$$b_y = \mu_0(1+\chi)h_y \quad (2.57)$$

が境界で連続であるとする、もう一つの境界条件として ψ_1, ψ_2 の式から

$$C e^{-kd/2} = \nu\chi_a[\psi_{0+} e^{kd/2} + \psi_{0-} e^{-kd/2}] - (1+\chi)[\psi_{0+} e^{kd/2} - \psi_{0-} e^{-kd/2}] \quad (2.58)$$

$$D e^{-kd/2} = \nu\chi_a[\psi_{0+} e^{kd/2} + \psi_{0-} e^{-kd/2}] + (1+\chi)[\psi_{0+} e^{kd/2} - \psi_{0-} e^{-kd/2}] \quad (2.59)$$

が求められる。この式 (2.56), (2.59) を行列で表すと

$$\begin{bmatrix} (\chi+2-\nu\chi_a)e^{kd/2} & -(\chi+\nu\chi_a)e^{-kd/2} \\ -(\chi-\nu\chi_a)e^{-kd/2} & (\chi+2+\nu\chi_a)e^{kd/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{0+} \\ \psi_{0-} \end{bmatrix} = 0 \quad (2.60)$$

となり、その結果として

$$e^{-2kd} = \frac{(\chi+2)^2 - \chi_a^2}{\chi^2 - \chi_a^2} \quad (2.61)$$

で表すことができ、 ν が無くなるため、伝達方向が逆向きになっても、分散関係は変わらない。 χ, χ_a の式から角周波数と波数の関係を求めると

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4}[1 - e^{-2kd}] \quad (2.62)$$

となる。さらに飽和磁化 M_s 、有効磁場 H を用いて表すと以下のようなになる。

$$\omega = \gamma \sqrt{\left(H + \frac{4\pi M_s}{2}\right)^2 - \left(\frac{4\pi M_s}{2}\right)^2 e^{-2kd}} \quad (2.63)$$

次に群速度と磁場の関係について述べる。群速度 v_g は式 (2.63) から、スピン波の波数と磁場の関係を $v_g = d\omega/dk$ によって求めることができ、

$$\frac{1}{v_g} = \frac{4\omega}{\omega_M^2 d} e^{2kd} \quad (2.64)$$

となる。

表面スピン波の非相反性

表面スピン波は図 2.6 のように面内垂直に印加されている外部磁場の正負によって、スピン波が試料の表面を流れるか基板と試料の間の境界 (界面) を流れるかが決まる。これはフレミング左手の法則より、外部磁場とスピン波の流れる方向によってスピン波が力を受けることが起因している。また同様にスピン波を励起する動的な高周波磁場が、向きによって異なるシフトをすることによって起こる [53, 55]。

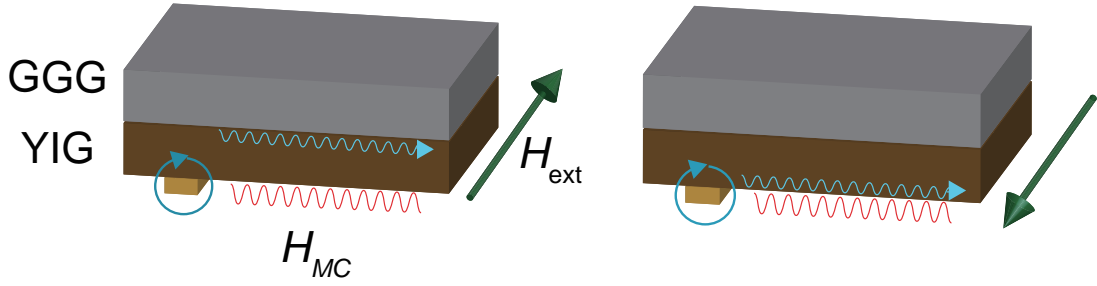


図 2.6: YIG 表面と YIG/GGG 界面を通るスピン波

表面モードにおける磁気モーメント m の振幅は [55]

$$m_{\pm}(k_y) = |h_{ksy}|^2 \left[\frac{f}{\gamma} \pm \frac{1}{M_0} \left(H^2 - \frac{f^2}{\gamma^2} \right) \right] \quad (2.65)$$

で表される。ただし、 \pm はスピン波の進行方向の向きと対応しており、 h_{ksy} がアンテナから励起された磁場をフーリエ変換したものである。

また飽和磁化 M_0 が \pm の項における分子部分に寄与しているため、飽和磁化が大きいほど非相反性が起こりにくい。例として Py は飽和磁化 $4\pi M_s = 10\text{-}20 \text{ kG}$ であるが YIG は飽和磁化 $4\pi M_s = 1750 \text{ G}$ であるため、YIG の方が非相反性が強く起こりやすい。しかし、この理論式よりも実験値の方が非相反性が強いことが明らかになっている [55]。これは励起に使用される高周波磁場による動的な反磁場が非相反に強く作用していると考えられている。反磁場 \mathbf{H}_d は反磁場テンソルを用いて

$$\mathbf{H}_d = -4\pi \bar{\mathbf{N}} \mathbf{M} \quad (2.66)$$

と表せる。薄膜の xy は無限に広いとみなせることから、反磁場テンソルは

$$\bar{\mathbf{N}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

となる。ここで図 2.7 にアンテナ近傍の磁場分布を示す。高周波磁場が印加されていないとき、磁化は外部磁場と平行となり、 $\mathbf{M} = (M_s, 0, 0)$ となる。反磁場は式 (2.67) より z 軸方向のみ働くので $\mathbf{H}_d = 0$ である。アンテナの周りに高周波磁場が発生すると、図 2.7 の左図に示すように高周波磁場 \mathbf{h} の y 成分 h_y によって磁化 \mathbf{M} に $+z$ 方向に大きさ Mh_y のトルクが印加され、磁化は $-z$ 方向に傾く。磁化は $\mathbf{M} = (M_x, 0, M_z)$ となるため、図 2.7 の右図に示すように大きさ $H_d = 4\pi|M_z|$ の反磁場が生じる。 z 軸方向には高周波磁場の h_z も印加されているため、磁化に印加される磁場は反磁場と高周波磁場の和となる。励起アンテナの左右で高周波磁場の z 成分の向きが逆なので、 z 軸方向の合計の磁場の大きさが異なる。したがって励起アンテナの左右で磁化に印加される磁場に不均一が生じて、アンテナの右側と左側へ伝搬するスピン波の振幅に差が生じる。

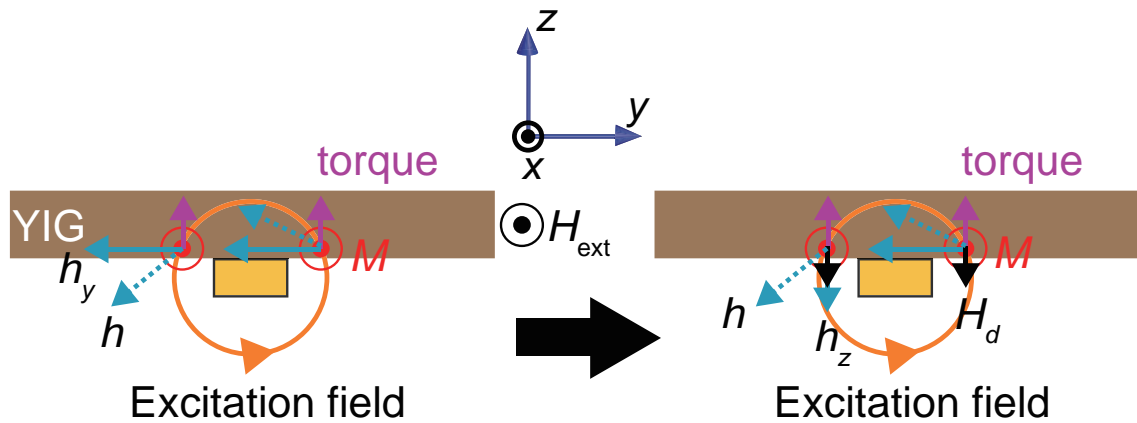


図 2.7: 励起アンテナによる磁場分布の違い

2.2.5 後進体積スピン波

後進体積スピン波 (Backward volume magnetostatic wave: BVMSW) は図 2.8 より、スピン波の進行方向に対して垂直に外部磁場を印加したときに励起される。

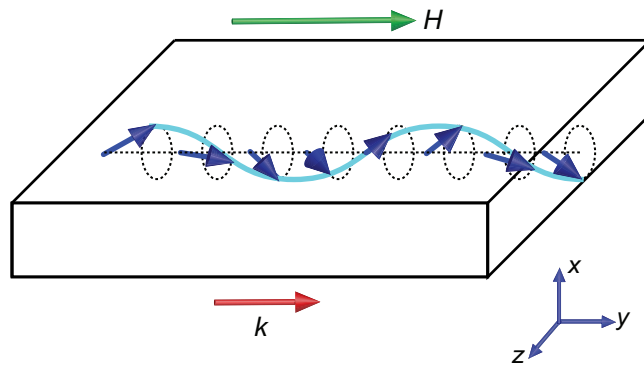


図 2.8: 後進体積スピン波

3つの領域での磁気ポテンシャルの式は以下ようになる。

$$\psi_1 = Ce^{-k_x y + i v k_z z} \quad (2.68)$$

$$\psi_2 = \psi_0 \sin(k_y y) e^{i v k_z z} \quad (2.69)$$

$$\psi_3 = De^{k_z y + i v k_z z} \quad (2.70)$$

図 2.8 より、波数 k は y 軸と z 軸に対してのみ働く。よって式 (2.41) は

$$(1 + \chi)(k_y^2) + k_z^2 = 0 \quad (2.71)$$

となる。ここで、 $y = \pm d/2$ の境界において連続であるため、境界条件は磁気ポテンシャルの式 (2.70) から

$$Ce^{-k_z d/2} = \psi_0 \sin(k_y d/2) \quad (2.72)$$

$$De^{-k_z d/2} = \psi_0 \sin(k_y d/2) \quad (2.73)$$

となる。また、磁束密度 \mathbf{b} も $y = \pm d/2$ で連続でなければならぬため、 b_y は

$$b_y = i\mu_0\chi a h_x + \mu_0(1+\chi)h_y \quad (2.74)$$

で表される。ここで、 x にのみ寄与している式(2.74)を消去する。よって境界条件は次式のようになる。

$$-k_z C e^{-k_z d/2} = k_y(1+\chi)\psi_0 \cos(k_y d/2) \quad (2.75)$$

$$k_z D e^{-k_z d/2} = k_y(1+\chi)\psi_0 \cos(k_y d/2) \quad (2.76)$$

これらの式(2.75)と式(2.76)を組み合わせると

$$\tan(k_y d/2) = -(1+\chi)k_y/k_z \quad (2.77)$$

となる。この式に式(2.71)から求められる k_y を代入すると

$$\tan\left[\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1+\chi)}}\right] = \sqrt{-(1+\chi)} \quad (2.78)$$

となる。奇数モード $n = 1, 2, 3, \dots$ は以下の式になる。

$$\tan\left[\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1+\chi)}} - \frac{(n-1)\pi}{2}\right] = \sqrt{-(1+\chi)} \quad (2.79)$$

この式(2.78)の最も低いモード ($n = 1$)での角周波数と波数の関係は

$$\omega = \gamma \sqrt{H \left(H + 4\pi M_s \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right)} \quad (2.80)$$

となる。

次に群速度と磁場の関係について述べる。式(2.80)から、スピン波の波数と磁場の関係を $v_g = d\omega/dk$ によって求めることができ、その式は

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\chi\chi a}{\omega M d} \left[\frac{2}{\chi} + \frac{kd}{1+\chi} \right] \quad (2.81)$$

となる。

2.2.6 前進体積スピン波

前進体積スピン波 (Forward volume magnetostatic wave: FVMSW) は図 2.9 より、スピン波の進行方向に対して面直に外部磁場を印加した時に励起される。

波数 \mathbf{k} を

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_t + k_z \mathbf{z} \quad (2.82)$$

とおく。ただし

$$\mathbf{k}_t = k_x \mathbf{x} + k_y \mathbf{y} \quad (2.83)$$

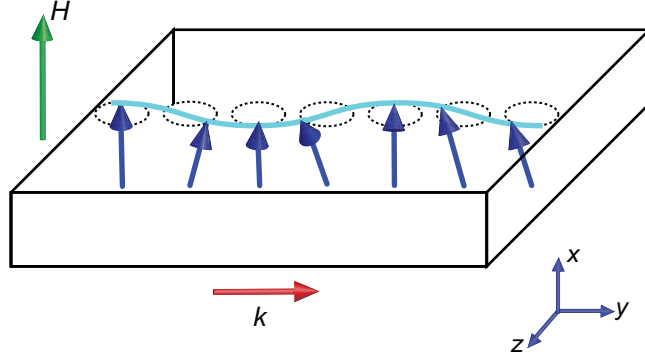


図 2.9: 前進体積スピン波

である。よって、式 (2.41) を満たす条件は $k_t^2 + k_z^2 = 0$ である。この条件から 3つの領域における磁気ポテンシャルを求めると

$$\psi_1 = Ce^{-k_t z + i v k_t \cdot \mathbf{r}} \quad (2.84)$$

$$\psi_2 = \psi_0 \cos(k_z z) e^{i k_t \cdot \mathbf{r}} \quad (2.85)$$

$$\psi_3 = De^{k_t z + i k_t \cdot \mathbf{r}} \quad (2.86)$$

となる。磁場 h の境界条件は磁気ポテンシャル ψ の境界条件と一致しているため、式 (2.86) から

$$Ce^{-k_t d/2} = \psi_0 \cos(k_z d/2) \quad (2.87)$$

$$De^{-k_t d/2} = \psi_0 \cos(k_z d/2) \quad (2.88)$$

が求められる。また磁束密度 b においても $z = \pm d/2$ で連続であることから

$$k_t C e^{-k_t d/2} = \psi_0 k_z \sin(k_z d/2) \quad (2.89)$$

$$-k_t D e^{-k_t d/2} = -\psi_0 k_z \sin(k_z d/2) \quad (2.90)$$

となる。これらの式 (2.88) と式 (2.90) を組み合わせると以下の式が成り立つ。

$$\tan(k_z d/2) = \frac{k_t}{k_z} \quad (2.91)$$

波数 k_t と k_z は式 (2.41) より

$$\frac{k_t}{k_z} = -\frac{1}{\sqrt{-(1+\chi)}} \quad (2.92)$$

となるため、波数 k_t を式 (2.91) に代入すると

$$\tan\left[\frac{k_t d}{2} \sqrt{-(1+\chi)}\right] = \frac{1}{\sqrt{-(1+\chi)}} \quad (2.93)$$

となる。この式 (2.93) から角周波数と波数の関係を求めると

$$\omega = \gamma \sqrt{H \left[H + 4\pi M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \right]} \quad (2.94)$$

で表される。次に群速度と磁場の関係について述べる。式(2.94)から、スピン波の波数と磁場の関係を $v_g = d\omega/dk$ によって求めると以下のようなになる。

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\chi\chi_a}{(1+\chi)\omega_M d} \left[\frac{2}{\chi} - kd \right] \quad (2.95)$$

2.2.7 交換モード

スピン波における静磁モードは、 $kd \ll 1$ の場合にのみ成り立つ関係であった。しかし、現実の試料では必ずマイクロ、ナノオーダーの厚みがあり、厚みによる影響も考える必要がある。条件が $kd \gg 1$ であると、スピン波に対して交換相互作用が強く働く。式(2.45)に対して、交換相互作用を考慮すると

$$\omega_n^2 = (\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k_n^2)(\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k_n^2 + \omega_M F_{nm}) \quad (2.96)$$

となる。ただし、 λ_{ex} は交換定数と呼ばれる。 k_n は式(2.97)で表す。

$$k_n^2 = k^2 + \kappa_n^2 \quad (2.97)$$

ここで、 κ_n は試料の厚さを横切る縦型の波数であり、YIGの幅を t とすると $\kappa_n = n\pi/t$ で表され、 n 次 ($n = 1, 2, 3, \dots$) モードが存在する。 F_{nm} は以下の式で表される [44, 45]。

$$F_{nm} = P_{nm} + \sin^2 \theta \left(1 - P_{nm}(1 - \cos^2 \varphi) + \omega_M \frac{P_{nm}(1 - P_{nm}) \sin^2 \varphi}{(\omega_H + \alpha \omega_M k_n^2)} \right) \quad (2.98)$$

ただし、 P_{nm} は

$$P_{nm} = \frac{k^2}{k_n^2} - \frac{k^4}{k_n^4} \frac{2(1 - (-1)^n e^{-kd})}{(1 + \delta_{0n})kd} \quad (2.99)$$

としている。 δ_{0n} はクロネッカーのデルタと呼ばれる。ここで定義した角度 θ と φ は図 2.10 で表し、その方向はスピン波の進行方向に対する外部磁場の方向によって決まる。

表面スピン波は $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ より

$$F_{nm} = 1 - \omega_M \frac{P_{nm}(1 - P_{nm})}{\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k_n^2} \quad (2.100)$$

となる。後進体積スピン波は $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ より

$$F_{nm} = 1 - P_{nm} \quad (2.101)$$

であり、前進体積スピン波は $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ より

$$F_{nm} = P_{nm} \quad (2.102)$$

となる。式(2.96)は静磁モードと交換モードの双方の寄与が考慮されていることから静磁交換モードの式となる。

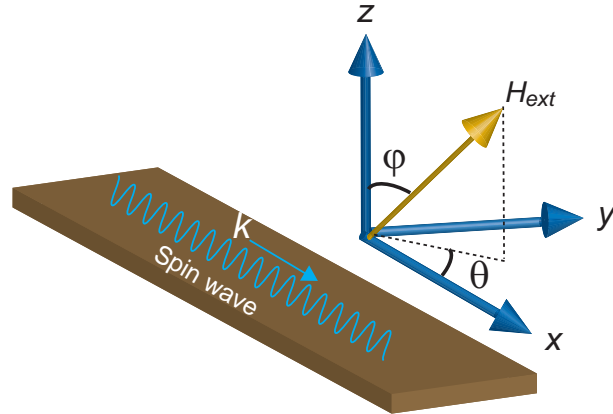


図 2.10: スピン波の進行方向に対する磁場の角度関係

静磁交換モードの式 (2.96) に対して、表面スピン波の式 (2.100), 後進体積スピン波の式 (2.101), 前進体積の式 (2.102) から求めた分散関係を図 2.11 に示す。例としてイットリウム鉄ガーネット ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$: YIG) のパラメーターである [47] 磁気回転比 $\gamma = 17.6 \text{ MHz/Oe}$, 外部磁場 $H_{\text{ext}} = 300 \text{ Oe}$, 飽和磁化 $4\pi M_s = 1750 \text{ Oe}$ として算出している。静磁モード (Dipole) は波数 $k < 10^7$ のときに支配的であり、それより波数 k が大きくなると交換相互作用 (Exchange) が支配的となり、交換モードでは波数に対して周波数が急激に上昇する。また、 $5 \times 10^5 \sim 10^6 \text{ rad/m}$ の範囲では双方のモードが存在するため、Dipole-exchange モードと呼ばれる。

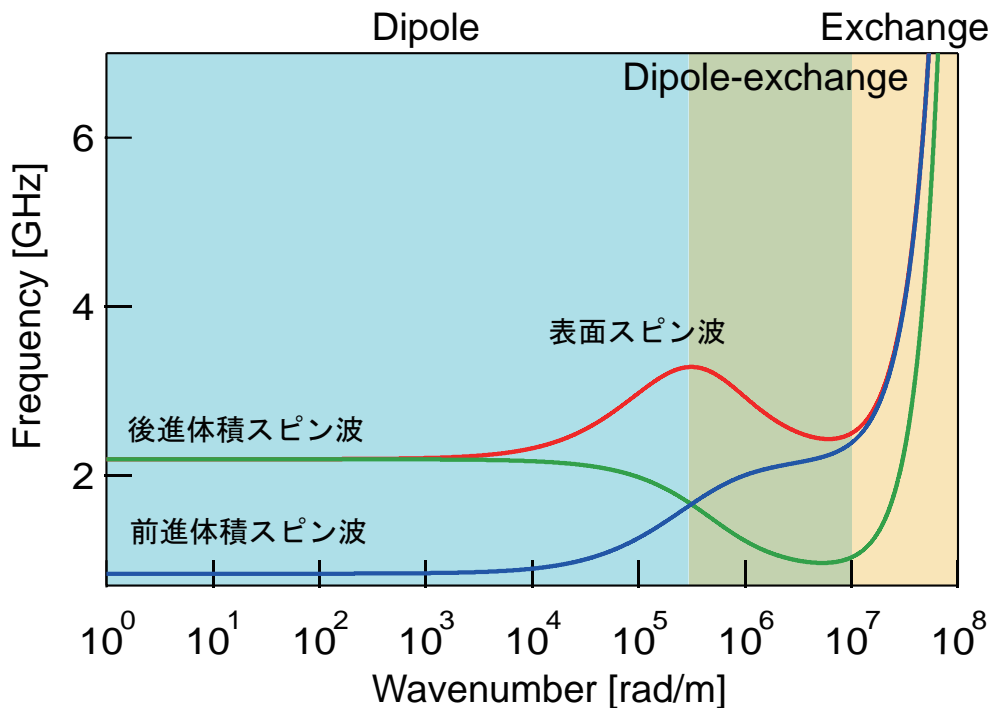


図 2.11: スピン波の分散関係

第3章 ダブル・マグノニック結晶を用いたスピ ン波スイッチング

3.1 目的

スピン波の制御機構として、人工磁気構造を用いた研究がある。前節で紹介したマグノトランジスタ [12, 52] や十字型や ψ 型 [2] に導波路を作製して論理演算回路を実現した研究などがある。本研究ではトランジスタ機構に必須なスイッチング制御に着目した。

スピン波は波束(パケット)として伝搬するので、スピン波のスイッチング制御ではスピン波パケットの通過・停止の制御になる。また、スピン波の速度に対応しての制御が必要になるため、ナノ秒での制御が求められる。これらを解決するために、動的マグノニック結晶を利用した研究がある。動的マグノニック結晶は、スピン波の波数に対応させた変調磁場を導波路に印加することで、ブラッグ共鳴による強い反射作用によってスピン波パケットを通過・停止制御を行うものである。磁場による ON/OFF 制御が可能であることから、ナノ秒での制御も実現可能である。

しかし、単一のマグノニック結晶だと、5 MHz の減衰バンドしか作製できず [13]、分散型材料ではスピン波帯域をカバーできない課題がある。具体的には 6 mm の伝搬に対して 70 MHz の帯域を持つ。そこで本研究では異なる周期のマグノニック結晶を2つ並べるダブル・マグノニック結晶を考案し、スピン波帯域をカバーできる減衰バンドを作製しようと考えた。

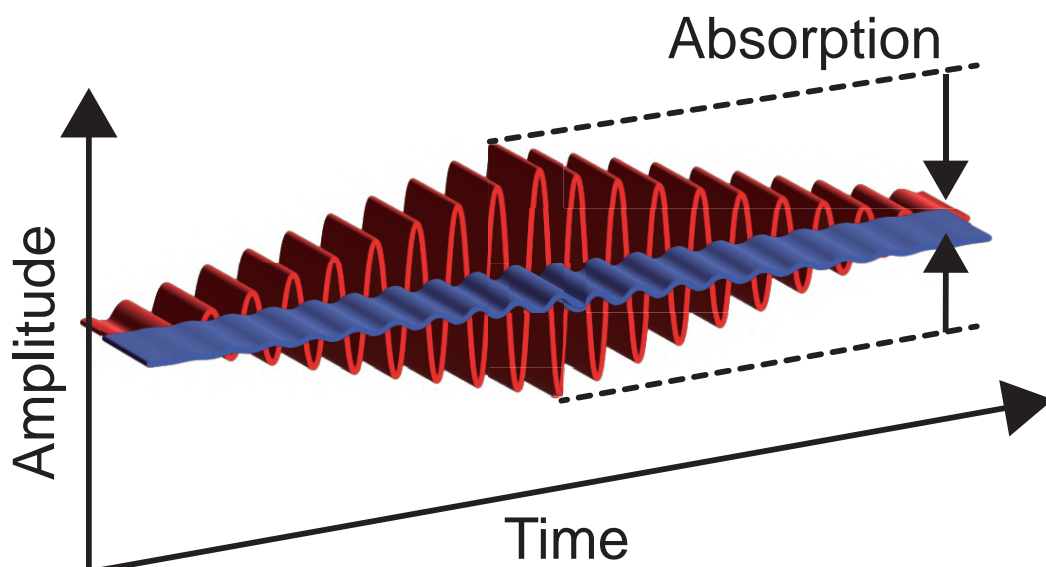


図 3.1: スピン波スイッチングのイメージ。

3.1.1 マグノニック結晶

スピン波を情報伝達デバイスとして用いる場合、スピン波伝搬をスイッチングすることはトランジスタ機構への応用においても不可欠な技術である。スイッチング機構として、人工的に格子状の構造を作製しスピン波伝搬を制御するマグノニック結晶の研究がある。

マグノニック結晶はフォトニック結晶 [29,30] のような、波動が伝搬する媒体にメゾスコピック構造を人工的に作ることで、自然には存在しない波動媒体を作ることができる。メゾスコピック構造は導波路上に周期的な溝を円状や線上に配置した構造であり、例としてフォトニック結晶では円状の溝を周期的に並べることで狭帯域化を実現できている。

フォトニック結晶を原理と同様に、マグノニック結晶も磁性絶縁体・磁性金属においてスピン波に対する減衰バンドが作成できる。マグノニック結晶は光を扱うフォトニック結晶と比較して、周波数に対して波長が短いため、マグノニック結晶を用いたデバイスはより小型化が可能になる。

マグノニック結晶の導波路に円状 [31] や溝 [13,32,33] を導波路にエッチングしてスピン波を減衰させる方法を静的マグノニック結晶という。静的マグノニック結晶は導波路の基礎物性を変えてしまうため、スピン波の減衰バンドの帯域が固定されてしまう。一方でスピンの磁化の性質を利用して、周期的な変調磁場を用いてスピン波を減衰させる方法がある。電流のオン・オフだけで制御が可能で、試料の基礎物性が変わらない。さらに、変調磁場を印加するための基板を変えられるようにパーツ化することで、減衰バンドの帯域を自在に変更できる。

3.1.2 動的マグノニック結晶

マグノニック結晶において、時間的にスピン波の減衰を制御できる構造を動的マグノニック結晶という [13,14,34–36]。時間的にスピン波の減衰を制御するため、スピン波の磁性の性質を利用して磁場を用いた制御法があり、磁場の印加をパルス電流の ON/OFF で制御することで、動的な制御を可能にしている。そのため、パターンによって作製されたメアンダ構造を用いて人工的に周期的な変調磁場を印加する手法が研究されている [14,16,34]。

図 3.2(a) では、YIG(膜厚 $5\ \mu\text{m}$) の表面に置かれたメアンダ構造の回路に電流を流すことで変調磁場を作り出している [14]。図 3.2 におけるメアンダ構造の導線は幅 $75\ \mu\text{m}$ であり、隣とは $75\ \mu\text{m}$ の間隔がある。メアンダ構造の導線の全体の長さは $5.925\ \text{mm}$ になる。メアンダ構造の周期は 10 であり、 $n=20$ の直線導線が YIG の表面にある。導線と YIG の表面の間は SiO_2 空間により $100\ \mu\text{m}$ の距離がある。メアンダ構造に流す電流は $I=0\sim 0.75\ \text{A}$ のパルス電圧で、 $200\ \text{ns}$ のパルス幅で流している。アンテナ間の距離は $7\ \text{mm}$ であり、メアンダ構造全体では $5.925\ \text{mm}$ の幅がある。

静磁モードは、外部磁場がスピン波の進行方向に対して同じ方向にかけているため、MSBVW になる。外部磁場の強さは $H=1600\ \text{Oe}$ である。ただし、結晶の異方性による磁場 $H=25\ \text{Oe}$ を考慮して $H=1625\ \text{Oe}$ の有効磁場としている。後進体積のスピン波の周波数と波数の分散関係式において、スピン波の周波数ピークは $f=6.55\ \text{GHz}$ となる。

図 3.2(b) は人工磁気格子による変調磁場を示している。電流 $I=0.5\ \text{A}$ をメアンダ構造に印加すると変調磁場の振幅は $5\ \text{Oe}$ となり YIG の表面に印加される。

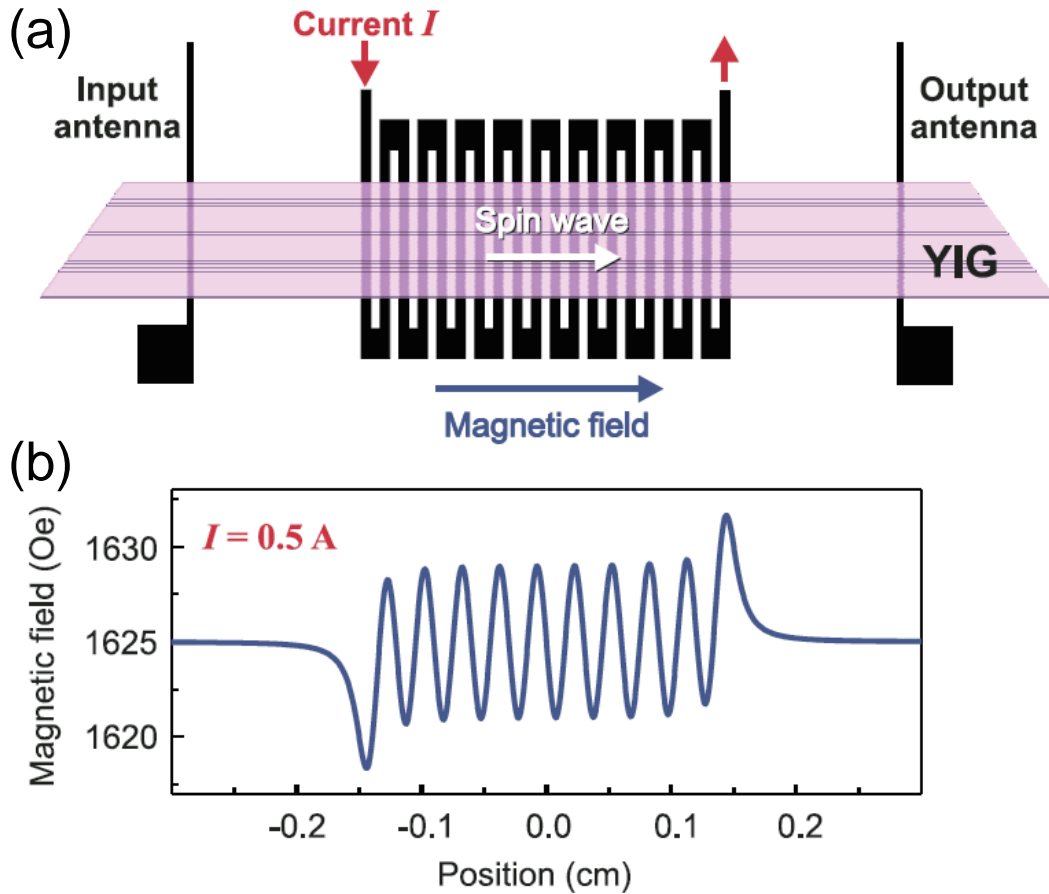


図 3.2: (a) マグノニック結晶を用いたスピン波減衰実験の回路構成。外部磁場の強さは $H_{\text{ext}} = 1600$ Oe であり、スピン波の進行方向に平行な向きに印加している。(b) 電流 $I = 0.5$ A を印加時の変調磁場の振幅 [14]。

変調磁場を用いたマグノニック結晶に電流 $I = 0.5$ A を印加したときのスピン波スペクトルを図 3.3 に示す。黒の実線は電流を印加前のスピン波スペクトルを示し、緑の実線が電流を印加したときの周波数スペクトルを示す。その結果、周波数 $f = 6.51$ GHz 付近に帯域 $\Delta f = 5$ MHz の減衰が発生しており、点線で示すノイズレベルまでスピン波強度が減衰していることがわかる。単一のマグノニック結晶ではスピン波帯域 $\Delta f = 150$ MHz に対して 3.3 % のスペクトル帯域をカバーしている。

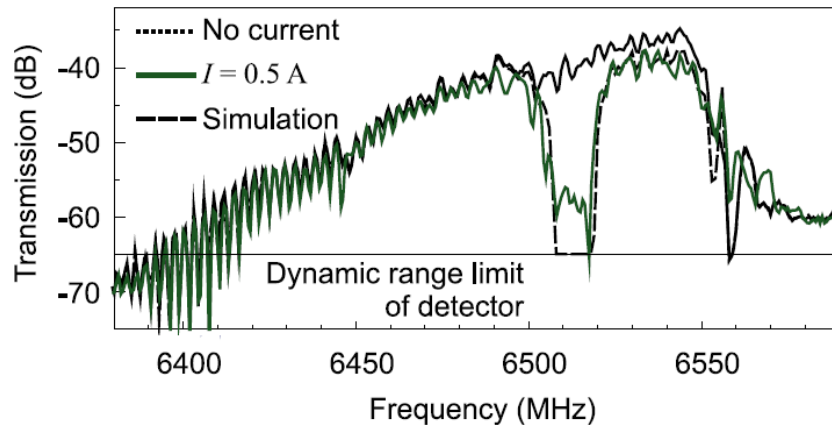


図 3.3: メアンダ構造によるマグネティック結晶を用いたときの、スピン波の周波数特性。メアンダ構造に流している電流は $I = 0.5 \text{ A}$ であり、スピン波の共鳴周波数は $f = 6.55 \text{ GHz}$ である [14]。

3.2 理論

3.2.1 周期的な変調磁場による伝送損失

スピン波を減衰制御する方法として周期的な変調磁場を用いる。この減衰の原理は波の性質であるブラッグ共鳴散乱を用いている。ブラッグ共鳴散乱の概要を述べた後、スピン波の磁気モーメントの式から求められる伝送損失について述べる。

3.2.2 ブラッグ共鳴散乱

動的マグノン結晶はブラッグ共鳴散乱によって実現している。図3.4のように、波の進行方向に対して垂直に格子を置いたとき、入射波の波長 λ に対して格子の間隔が $\lambda/2$ であったとき、その波長をもつ波が格子内で反射されて、格子を通過しない現象である。この現象を用いて動的マグノン結晶が作られており、スピン波に対して減衰バンドを作ることができる。ブラッグ共鳴散乱の条件として、以下の式を示す。

$$n\lambda = 2d \quad (3.1)$$

n は正の整数、 d は格子の幅、 λ は入射波の波長である。その原理として、図3.4のような式(3.1)を満たす波長で入射波が格子に入ったときを考える。反射波がどの格子からでも同じ位相であるため、互いに強め合う。そのため、反射波が同じ周波数の入射波を打ち消すことで、ブラッグ共鳴散乱が起こる [46]。

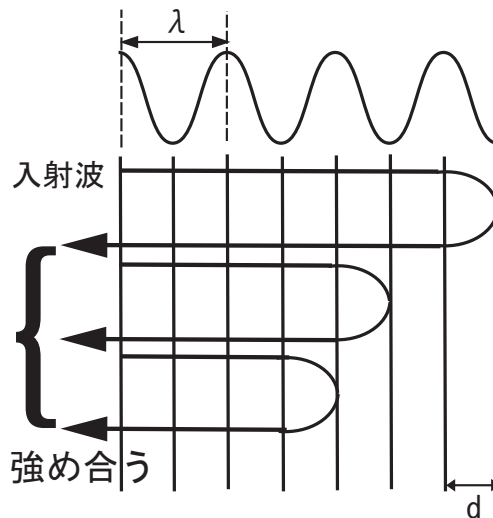


図 3.4: ブラッグ共鳴散乱の模式図

3.2.3 変調磁場による伝送損失

スピン波キャリアの周波数の減衰バンドは、メアンダ構造の導線の幅によって決まる。導線の幅は波数に対応して

$$l = \frac{\pi}{2k} \quad (3.2)$$

となっている。波数とスピン波キャリアの周波数の関係は後進体積スピン波における式 (2.80) で示されるため、減衰する周波数の値をメアンダ構造の線幅によって任意に決めることができる。

メアンダ構造の1つの導線からの磁場は式 (3.3) となる。[14]。

$$\begin{aligned} H_{\text{stripe}}(z) &= \int_{-w}^0 \int_s^{s+h} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{-I(x-x')}{5(x-x')^2 + (z-z')^2} dx dx' dz' \\ &= \frac{I(x-x')(z-z')}{10 \cdot wh} \cdot \left(\log((z-z')^2 + (x-x')^2) + ((x-x')^2 - (z-z')^2) \right. \\ &\quad \left. \times \arctan\left(\frac{z-z'}{x-x'}\right) \right) \Bigg|_{x=-w}^{x=0} \Bigg|_{x'=s}^{x'=s+h} \Bigg|_{z'=-l/2}^{z'=+l/2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

式 (3.3) を簡易化すると、

$$H'_{\text{stripe}}(y) = \frac{I}{5} \left[\arctan\left(\frac{y-y'}{s}\right) \right]_{y'=-l/2}^{y'=+l/2} \quad (3.4)$$

となる。そして、複数の導線による磁場を式 (3.3) によって表すと

$$H_{Oe}(z) = \sum_{1 \leq j \leq 2n} (-1)^j H'_{\text{stripe}}(z - (j - 0.5 - n) \cdot l) \quad (3.5)$$

となる。これを z において微分したものをフーリエ変換すると以下の式で表すことができる。

$$F(k) = i \frac{4\pi I}{5} \frac{e^{-|k|s}}{|k|} \sin\left(\frac{kl}{2}\right) \cdot \sum_{j=1}^n (-1)^{j+1} \sin((2j-1)kl) \quad (3.6)$$

ただし、図 3.5 に示す通り、 w は YIG の厚さ、 s は導線と YIG の距離、 h は導線の厚さを示している。

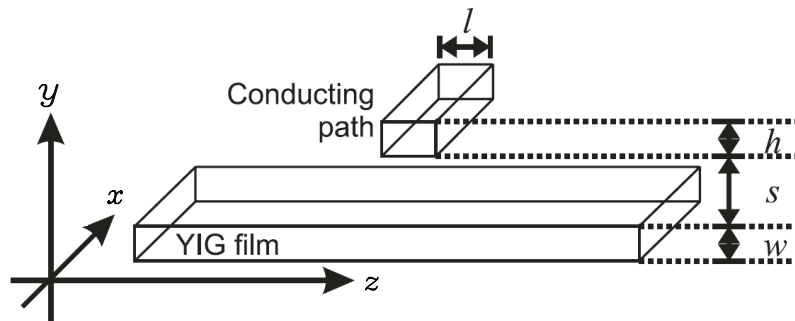


図 3.5: YIG の導波路とメアンダ構造との関係 [14]

この式 (3.6) の波数をスピン波の波数に対応させることで、スピン波の減衰バンドを算出することができる。例として、線幅 $l = 75 \mu\text{m}$ 、厚さ $d = 5 \mu\text{m}$ 、間隔 $s = 100 \mu\text{m}$ 、電流 $I = 0.5 \text{ A}$ としたときの減衰バンドの理論値を計算したものを図 3.6 に示す。横軸は波数で表しており、後進体積スピン波の分散関係式 (2.80) から波数に対応する周波数を算出し、周波数に対する減衰バンドを計算している。縦軸は透過スペクトルを表しており、負の値が大きいほど減衰強度が大きいことを表している。

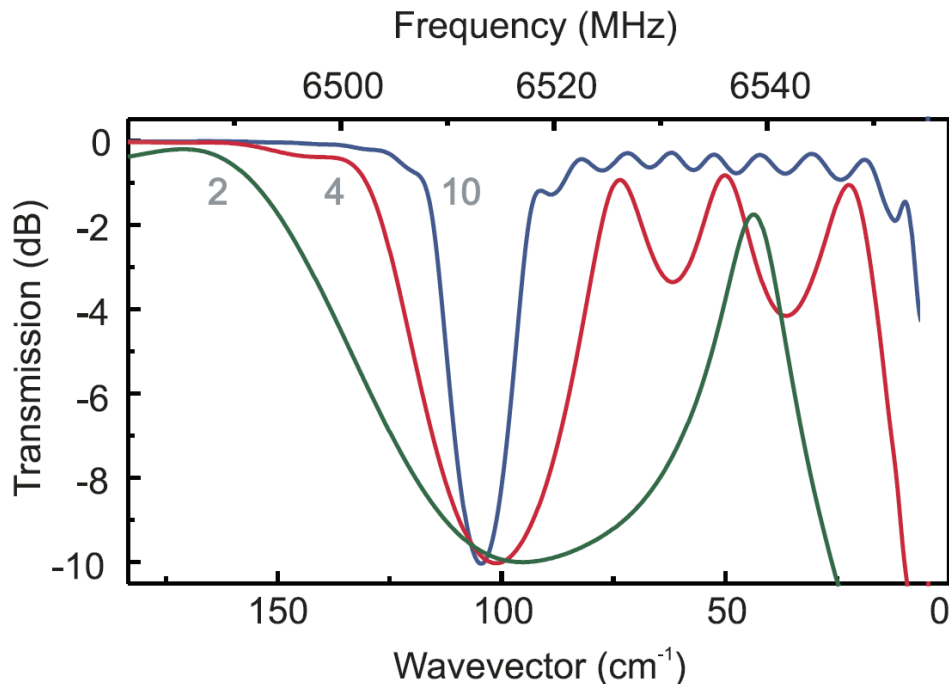


図 3.6: 変調磁場による減衰バンド。周期ごとの減衰バンドを表し、横軸は波数と周波数としている。周波数はスピン波の波数から分散関係を用いて計算した。

変調磁場の周期を $n = 2, 4, 10$ でそれぞれの減衰バンドを計算している。それぞれの減衰強度は最大を -10 dB として正規化している。減衰強度が最大を示しているのは波数 $k = 100 \text{ cm}^{-1}$ であり、周波数は 6500 MHz である。周期が小さくなると理論的には減衰バンド帯域が大きくなっているが、実際には周期が小さくなるとブラッグ共鳴散乱による減衰強度が全体的に小さくなるため、減衰バンドの帯域は広がらない。

3.2.4 1次元における表面スピン波の磁気モーメント

前節では、変調磁場によるブラッグ共鳴散乱によって減衰バンドの計算を行った。しかし、変調磁場をフーリエ変換し、周波数に対する減衰比を算出したものであり、磁化を考慮した直接的な減衰強度は算出できていない。実際に表面スピン波を変調磁場によって減衰させる場合、変調磁場によって傾いたスピンと通過するスピン波のトルクによって障壁を起し、それが周期的に起こることによってブラッグ共鳴を引き起こしている。そこで、磁気モーメント m に関する式から、理論的な減衰強度を算出する。

まず、最初にスピン波のみでの磁気モーメントの運動を考える。磁気モーメント m はアンテナからの高周波磁場 h_s と双極子磁場によって歳差運動を始め、スピン波として進行する。そのときの磁気モーメントは [55]

$$\mathbf{m} = \chi \cdot (\mathbf{h}_s + \mathbf{h}_d) \quad (3.7)$$

となる。双極子磁場においては波長 ($kL < 1.5$) が長いため、グリーン関数 \hat{G} で記述することができる [54]。双極子磁場は以下のように表される。

$$\mathbf{h}_d(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}(y-y') \mathbf{m}(y') dy' \quad (3.8)$$

ここで r はスピン波の進行方向の軸を表している。これらの式 (3.7), (3.8) を組み合わせると

$$\mathbf{m}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{G}_{exc}(y-y') \quad (3.9)$$

となる。ここで

$$\hat{G}_{exc}(y-y') = \frac{1}{D(k)} \hat{Y} F(y-y') \quad (3.10)$$

であり、行列 \hat{Y} の要素は

$$\begin{aligned} Y_{11} &= -W(k) - 1 + \frac{\chi}{(\chi_a^2 - \chi^2)} \\ Y_{12} &= \frac{i\chi_a}{(\chi_a^2 - \chi^2)} \\ Y_{21} &= -\frac{i\chi_a}{(\chi_a^2 - \chi^2)} \\ Y_{22} &= W(k) + \frac{\chi}{(\chi_a^2 - \chi^2)} \end{aligned} \quad (3.11)$$

である。また $F(y)$ は

$$F(s) = \frac{1}{2\pi} [-2\pi i \exp(-k_c |s|) + \exp(-ik_c^* |s|) E_1(-ik_c^* |s|) + \exp(ik_c^* |s|) + \exp(ik_c^* |s|) E_1(ik_c^* |s|)] \quad (3.12)$$

である。ここで $*$ は複素共役であり、 $E(z)$ は指数積分である。複素数である波数 k_c は $k_c = k + iv$ としており、 $k > 0$ であるときのみ表面スピン波が励起される。これによって分散関係を算出できる。

$$W(k)[W(k) + 1] + \text{Re} \left[\frac{\chi + 1}{\chi_a^2 - \chi^2} \right] = 0 \quad (3.13)$$

ただし $W(k) = [\exp(-|k|L) - 1]/(|k|L)$ であり、 χ, χ_a は磁化率 $\hat{\chi}$ の対角成分と非対角成分である。波数 k_c の虚数部分 v は表面スピン波における空間のスピン波減衰を定義している。

$$v = -[D(k)]^{-1} \text{Im} \left[\frac{\chi + 1}{\chi_a^2 - \chi^2} \right] \quad (3.14)$$

$$D(k) = \frac{d}{d(|k|)} W(k)[W(k) + 1] < 0 \quad (3.15)$$

ν が負の場合は、式(3.12)より波の位相 $\phi(y)$ が大きくなることによって波の振幅が減衰することを示している。(後進体積スピン波の場合は $\nu > 0$ である。)

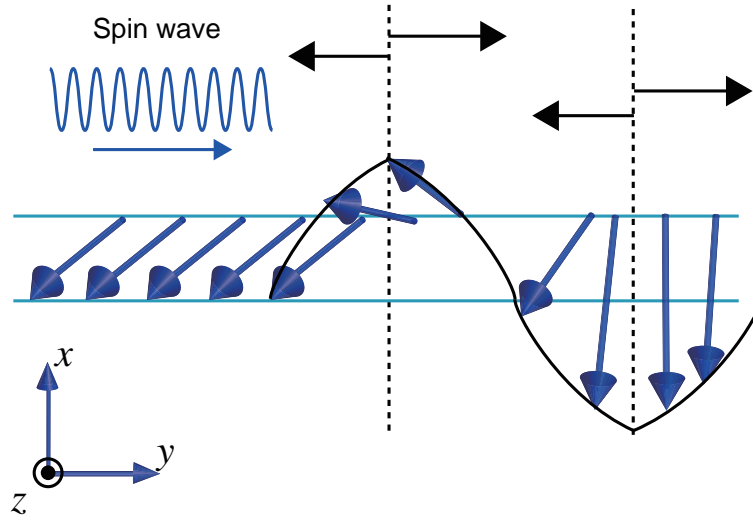


図 3.7: 表面スピン波での変調磁場による反射・透過

式(3.12)でのスカラー量 $F(s)$ は位相蓄積であり、一方で式(3.10), (3.9)での行列のベクトル $\frac{1}{D(k)}\hat{Y}\cdot\mathbf{h}_s$ は表面スピン波の最初のスピン波の位相を表しており、それゆえ励起磁場の位相に起因する。アンテナに近い磁場では式(3.12)の指数関数 $E(s)$ の実部によって比例関係にある。アンテナから遠くなると磁場は消失して、 y 軸に依存した動的な磁化は式(3.12)の第一項によって表される。これは励起磁場がから双方に向かって伝搬していく遅延の磁場であることを示している。第一項だけ抜き出すと以下の式になる。

$$F(s) = -i\exp(-i|ks|) \quad (3.16)$$

これは表面スピン波での位相蓄積 $\Phi(y)$ が正の傾きになることを意味している。

これらすべての式は表面スピン波における長い波長($W(k) < -0.5$)でのみに成り立つものである。波長が十分に小さいとき($kd \ll 1$)は次に示す近似値を使うことができる。

$$W(k) \approx -1 + (|k|L/2)D(k) \approx L/2 = D \quad (3.17)$$

さらに $\nu=0$ であることと、 χ, χ_a が実数であれば、分散関係である式(3.13)より $k = 2(\chi+1)[L(\chi_a^2 - \chi^2)]$ となる。そのとき $\hat{S} = \hat{Y}D$ として、行列 \hat{S} の要素を以下に示す。

$$\begin{aligned} S_{11} &= -\frac{2}{L(\chi_a^2 - \chi^2)} \\ S_{12} &= \frac{2i\chi_a}{L(\chi_a^2 - \chi^2)} \\ S_{21} &= -\frac{2i\chi_a}{L(\chi_a^2 - \chi^2)} \\ S_{22} &= \frac{2[(\chi+1)^2 - \chi_a^2]}{L(\chi_a^2 - \chi^2)} \end{aligned} \quad (3.18)$$

この行列 \hat{S} を用いて、磁気モーメントの式 (3.9) を変換すると

$$\mathbf{m}(\pm|y|) = 2\pi i \hat{S} \exp(-i|ky|) \mathbf{h}_{\pm|k|s} \quad (3.19)$$

となる。ここで $\mathbf{h}_{ks} = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{h}_s(y) \exp(iky) dy$ としており、あてなによる磁場の空間でのフーリエ変換である。

しかし、この式 (3.19) によると $h_{-|k|sx} = h_{-|k|sy}$ となり表面スピン波の非相反性が生まれなくなる。アンテナによる高周波磁場は $h_{-|k|sx} = i \text{sign}(k) h_{-|k|sy}$ の場合を考慮する必要がある。それを踏まえると

$$\mathbf{h}_{\pm|k|s} = \begin{pmatrix} i \text{sign}(y) \\ 1 \end{pmatrix} h_{|k|sy} \quad (3.20)$$

と変換することができる。最初の位相は行列 \hat{S} のベクトル $[i \text{sign}(y), 1]^T$ によって決まる。これらの式 (3.19), (3.20) によって磁気モーメント m_x は次のようになる。

$$m_x(\pm|y|) = \frac{4\pi}{L} h_{|k|sy} \frac{\chi_a - \text{sign}(y)}{\chi_a^2 - \chi^2} \exp(-i|ky|) \quad (3.21)$$

この式 (3.21) によって表面スピン波における x 軸方向での磁気モーメントの式を算出した。

3.2.5 変調磁場による磁気モーメントの変化

表面スピン波における磁気モーメントの式 (3.21) に変調磁場による磁気モーメントの変化を付け加える。まずはメアンダ構造の一線分 (半周期) での変化を計算していく [36]。ただし、ここでも双極子相互作用のみの寄与を考える。

磁気モーメントの式 (3.7) を式 (3.8) を用いて以下のように変換する [36]。

$$\chi m_x = 4\pi \hat{G}(y, y') \otimes m_x(y) + h_s(y) \quad (3.22)$$

ここで $H_{MC} \ll H_{\text{ext}}$ であるとする上式は

$$\frac{\chi(y, \omega)^{-1}}{4\pi} = v_0(\omega) + \delta v(y, \omega) I + O\left[\left(\frac{I}{H_{\text{ext}}}\right)^2\right] \quad (3.23)$$

となる。ただし

$$v_0(\omega) = \frac{\chi(y = \pm\infty, \omega)^{-1}}{4\pi} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0 \omega_M} \quad (3.24)$$

となり、また

$$\delta v(y, \omega) = \eta(\omega) Y(y) \quad (3.25)$$

である。ただし、 $Y(y)$ は変調磁場による変数であり式 (3.4) から

$$H_{MC} = Y(y) I \quad (3.26)$$

$$Y(y) = H'_{\text{stripe}} / 2I \quad (3.27)$$

となる。ここで

$$\eta(\omega) = \frac{1}{H_{\text{ext}}} \left[\frac{2\omega_0}{\omega_M} - v_0(\omega) \right] \quad (3.28)$$

である。

これらの式を式 (3.22) に代入し、積分すると

$$-v_0(\omega)m(y) + \int_{-\infty}^{\infty} G_{xx}(y, y')m(y')dy' = I\delta v(y, \omega)m(y) + A'\delta(y - y_0) \quad (3.29)$$

となる。\$A'\$ は励起された波の振幅としている。この式 (3.29) の右辺は独立している。そのため、\$m(y)\$ による式に変換すると

$$m_x(y) = I \int_{-\infty}^{\infty} G_{exc}\delta v(y, \omega)m(y')dy' + A \exp(-iky) \quad (3.30)$$

となる。右辺第一項が変調磁場による寄与を示しており、\$I\$ はメアンダ構造に流す電流であり、\$v\$ は以下の式としている。

3.2.6 変調磁場による透過・反射特性

式 (3.30) は励起された総和であり、磁気モーメントは \$m(y) = S(y) + \exp(-iky)\$ と表すことができる。拡散磁場 \$S(y)\$ は積分で表され \$S(y) = I \int_{-\infty}^{\infty} G_{exc}\delta v(y, \omega)m(y')dy'\$ である。変調磁場から遠い領域のとき \$S(y)\$ の総和は 2 つの波に分けられ、\$S(y) = S_+(y) + r(y)\$ となる。透過する波は \$S_+(y)\$ であり、反射する波は \$r(y)\$ としている。それぞれを式で表すと

$$S_+(y) = i\frac{2I}{d} \exp(ik_0y) \int_{-w/2}^{w/2} \delta v(y', \omega)dy', \quad z \gg w/2 \quad (3.31)$$

$$r(y) = i\frac{2I}{d} \exp(-ik_0y) \int_{-w/2}^{w/2} \delta v(y', \omega) \exp(2ik_0y)dy', \quad z \ll w/2 \quad (3.32)$$

となる。通過する振幅 \$S_+(y)\$ は \$\Xi = \int_{-w/2}^{w/2} \delta v(y', \omega)dy'\$ に対して線形に比例する。反射の振幅は波数 \$2k_0\$ に比例する。すなわちブラッグ共鳴による反射が起こることを意味している。また \$Q = \int_{-w/2}^{w/2} \delta v(y', \omega) \exp(2ik_0y)dy'\$ とする。これら \$\Xi, Q\$ は以下の式で表される。

$$\Xi = \frac{1}{10} \eta(\omega) \quad (3.33)$$

$$Q = \frac{1}{10} \eta [1 - \exp(-2|k_0|d)] \exp[-2|k_0|(l+s)] / [2|k_0|d] \quad (3.34)$$

ここで \$k_0L \ll 1\$ のとき \$Q\$ の項である \$[1 - \exp(-2|k_0|d)] / [2|k_0|d]\$ は \$1 - 2|k_0|d\$ とすることができる。

一線分の磁場による磁化の式を、周期 \$n\$ のメアンダ構造に電流を流した変調磁場に変化すると \$\Xi, Q\$ の足し合わせとなるので

$$S_{+MC}(y) = i\frac{2I}{L} \exp(ik_0y) \sum_{1 \leq j \leq 2n} \int_{-w/2}^{w/2} \delta v(y - (j - 0.5 - n) \cdot l, \omega)dy' \quad (3.35)$$

$$r_{MC}(y) = i\frac{2I}{L} \exp(ik_0y) \sum_{1 \leq j \leq 2n} \int_{-w/2}^{w/2} \delta v(y - (j - 0.5 - n) \cdot l, \omega) \exp(2ik_0y)dy' \quad (3.36)$$

となる。伝送効率を \$|T| = \sqrt{1 - |r(y)|^2}\$ として、この式から波数 \$k\$ に対する伝送効率を計算する。ここでメアンダ構造による反射 \$r(y)_{MC} = 2n \times r(y)\$ としている。メアンダ部分の線幅を \$75 \mu\text{m}\$、周期

$n = 10$ として計算したのが図 3.8 である。ただし、外部磁場は $H_{\text{ext}} = 726 \text{ Oe}$ 、YIG とメアンダ構造の間隔は $s = 80 \mu\text{m}$ 、周波数は $f = 3.85 \text{ GHz}$ 、メアンダ電流は $I = 0.16 \text{ A}$ 、飽和磁化は $4\pi M_s = 1750 \text{ G}$ としている。

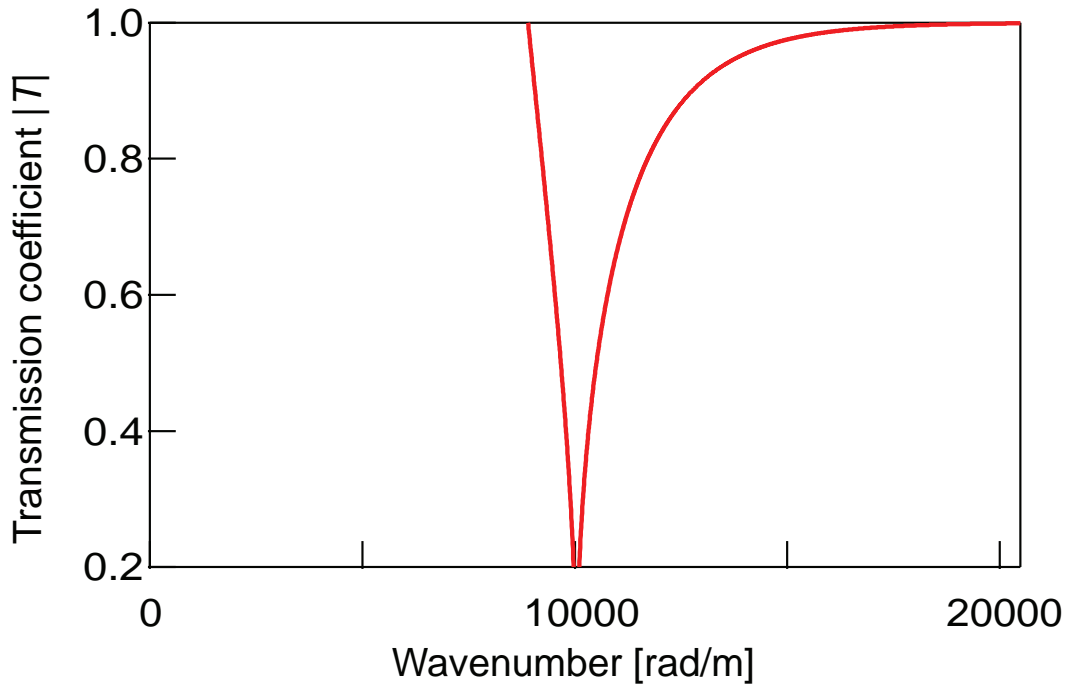


図 3.8: 表面スピン波での変調磁場による伝送損失。線幅と間隔が $75 \mu\text{m}$ 、周期が $n = 10$ のメアンダ構造を仮定している。

図 3.8 に示すように、線幅 $75 \mu\text{m}$ の周期構造での、ブラック共鳴が起こる波数 $k = 10000 \text{ rad/m}$ に減衰ディップがある。また損失無しを 1 と正規化すると、およそ 80 % のスピン波の減衰が発生することを示している。

波数 $k < 10000 \text{ rad/m}$ のときに伝送効率 $|T|$ が発散しているのは、定義した周波数 $f = 3.85 \text{ GHz}$ と外部磁場 $H_{\text{ext}} = 726 \text{ Oe}$ では分散関係上存在できない波数の領域になるからである。

3.3 測定方法

3.3.1 スピン波導波路

試料はイットリウム鉄ガーネット ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$: YIG) を用いた [47]。YIG はガドリニウムガリウムガーネット (GGG) を基板として、エピタキシャル成長によりできたフェリ磁性絶縁体である。実験で使用する YIG は図 3.9(b) のような厚さ $5\ \mu\text{m}$ 、幅 $1.3\ \text{mm}$ 、長さ $16.3\ \text{cm}$ である。

スピン波の導波路を図 3.9(a) に示す。持続時間 $\Delta t = 10\ \text{ns}$ のマイクロ波パルスが銅パターンで形成された Input Antenna に入力する。アンテナの線幅は $75\ \mu\text{m}$ であり、マイクロ波パルスによってアンテナ付近に高周波磁場が発生することでスピン波が励起される。YIG を伝搬したスピン波は誘導起電力によって Output Antenna で検出される。アンテナ間に Meander を配置して変調磁場を YIG の表面に印加している。外部磁場 H_{ext} はスピン波の進行方向に対して面内垂直にスピン波を励起させた。

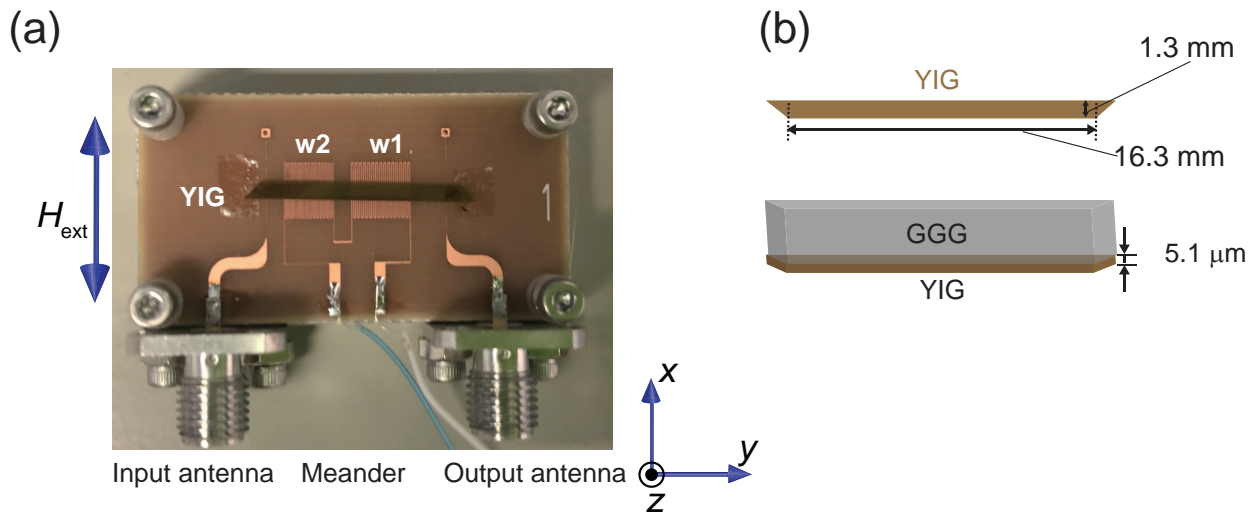


図 3.9: (a) スピン波導波路の回路基板。導波路である YIG の下に変調磁場を印加するためのダブル・マグノニック結晶を配置し、両端に励起アンテナ・検出アンテナを配置している。(b) 導波路の層構造と寸法。

3.3.2 励起・検出用アンテナ特性

アンテナ (Input Antenna, Output Antenna) は銅で出来ており、図 3.10(a) より L_1 は $952\ \mu\text{m}$ 、YIG に接している部分のアンテナの幅は $L_2 = 50\ \mu\text{m}$ である。厚さは $50\ \mu\text{m}$ であり、基板は FR4 で $0.5\ \text{mm}$ の厚みで構成されている。それぞれのインピーダンスは $L_1 : 39\ \Omega$ 、 $L_2 : 130\ \Omega$ である。アンテナは YIG 側の基板の表面側に接触させている。

図 3.10(b) にアンテナの周波数における透過特性のグラフを示す。周波数の増加により徐々に減衰が大きくなり、 $6\ \text{GHz}$ あたりでは $-3\ \text{dB}$ 、 $9\ \text{GHz}$ で $-3.5\ \text{dB}$ の減衰率になっている。よって、 $6\ \text{GHz}$ 以上の帯域では信号が大きく減衰してしまうため、 $6\ \text{GHz}$ 以下を目安に実験を行った。

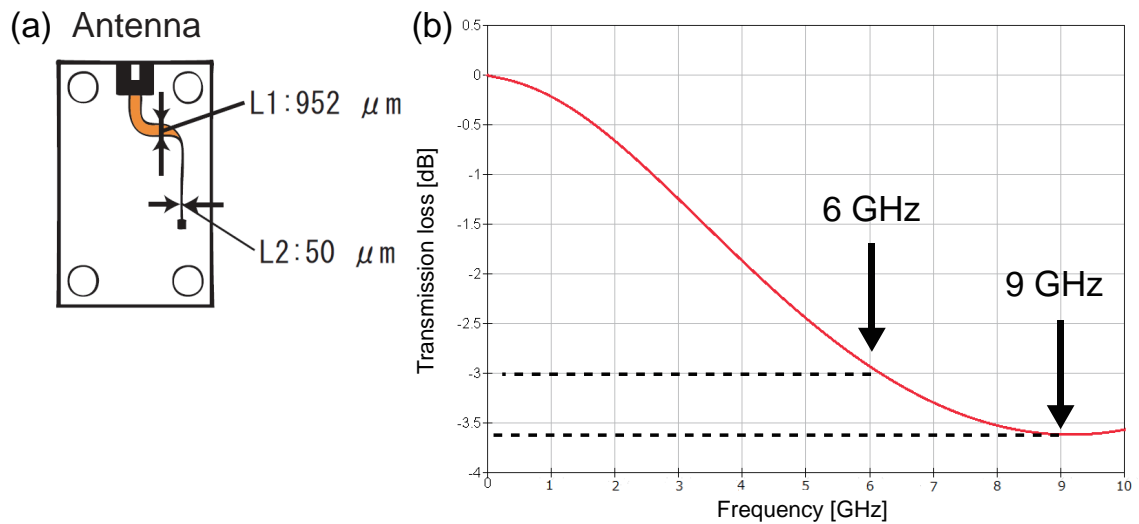


図 3.10: アンテナの周波数における透過特性

3.3.3 実験セットアップ

回路構成は図 3.11 に示す。パルスジェネレータ (10070A) を用いて RF パルス電圧 $V = 0 \sim 7.5 \text{ V}$ を図 3.9 の Input Antenna に入力し高周波磁場を発生させて、スピン波を励起する。YIG を通過したスピン波は、磁化の歳差運動を誘導起電力として Output Antenna から検出し、サンプリングオシロスコープで観測している。

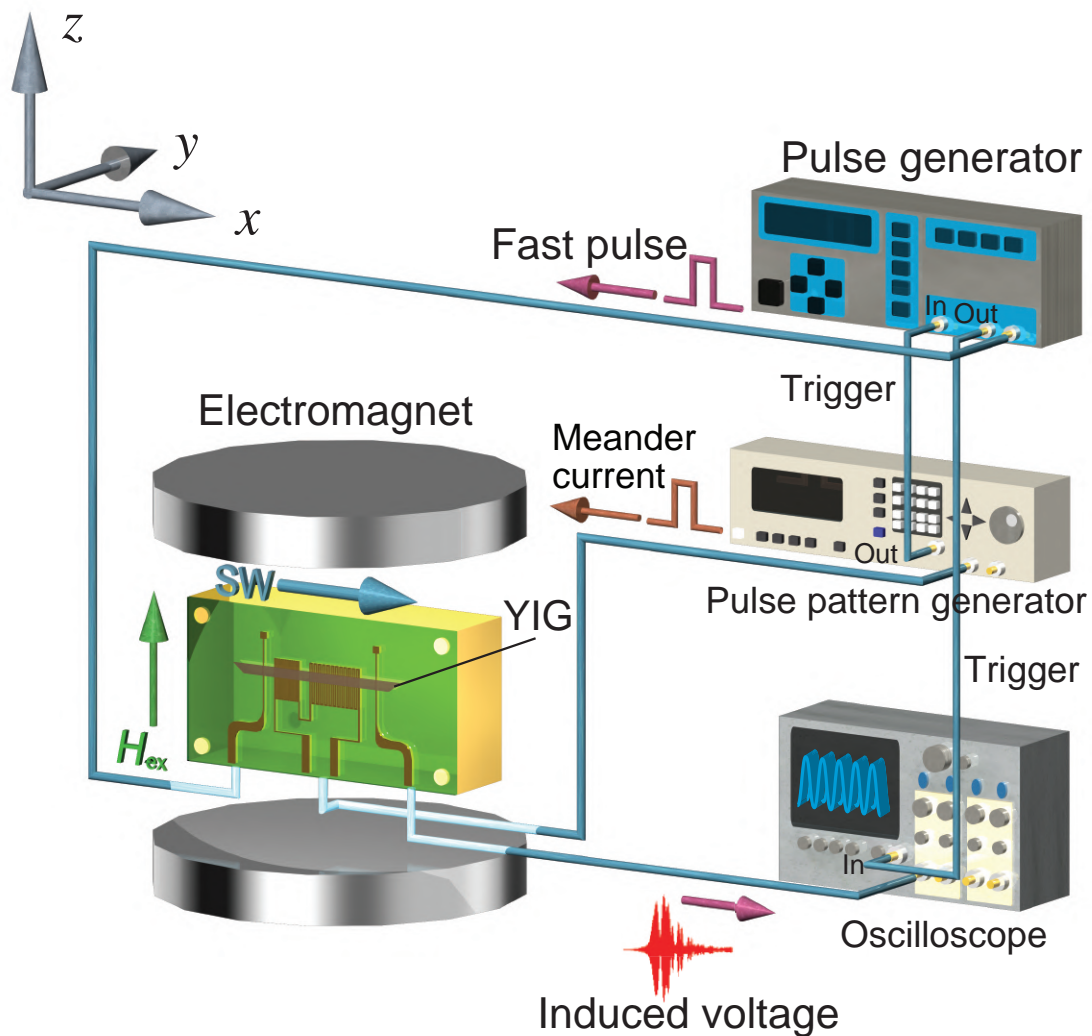


図 3.11: スピン波の測定回路

3.3.4 マイクロ波パルスによるスピン波励起

パルスジェネレーター (10070A) から図 3.12(a) のような幅 10 ns のパルス電圧を Input Antenna に入力することで、パルス電圧の急激な立ち上がりと立下りによって誘導磁場が Input Antenna の上にある YIG に発生する。スピン波は誘導磁場に含まれる周波数で励起される。誘導磁場に含まれる周波数は、パルス電圧をフーリエ変換することにより求められる。

パルス電圧をフーリエ変換すると、図 3.12 の周波数スペクトルから、本研究で使用する YIG のスピン波の帯域 1~6 GHz の周波数成分が含まれているので、スピン波を励起することができる。

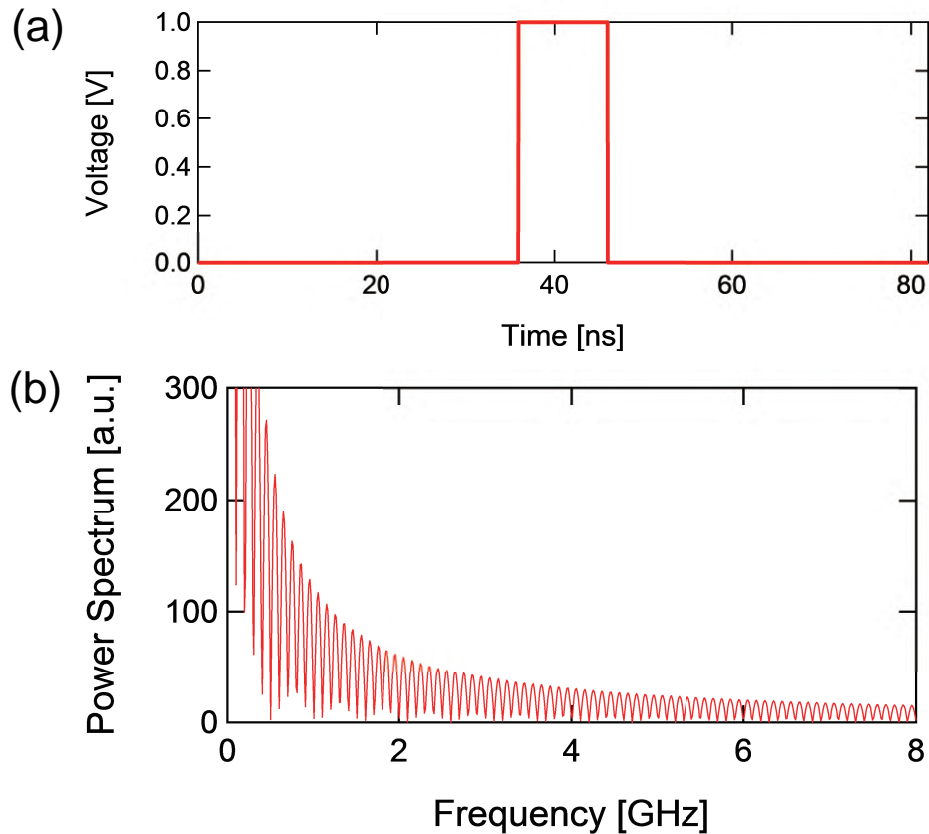


図 3.12: (a) 幅 10 ns、振幅 1.0 V のパルス波 (b) パルス波のフーリエ変換結果

3.3.5 サンプルングオシロスコープによるスピン波の検出

スピン波の導波路である図 3.9 の Output Antenna からスピン波の誘導起電力を検出し、サンプルングオシロスコープ (DCA 86100A) で実時間波形の測定を行った。

サンプルングオシロスコープの測定の仕組みとして、図 3.13 を示す。サンプルングオシロスコープにより取り込まれた入力信号は 1 回目、2 回目、3 回目・と複数回サンプルングを行い、1 回ごとにサンプルングの位置を少しずつらすことで波形を測定している。この原理を使用すると、1 回の測定で波全体のサンプルングを行うよりも時間分解能を高くして測定することができる。しかし、複数回のサンプルングで時間軸を正確に合わせるため、高い精度で同期を取る必要がある。

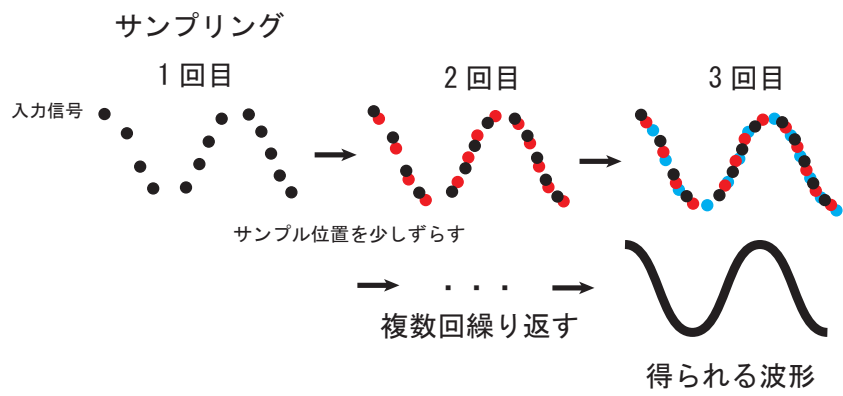
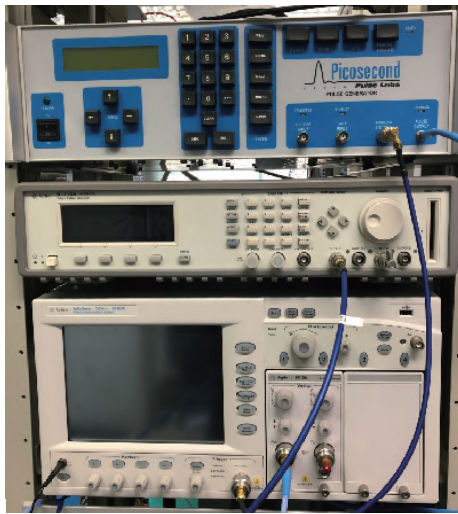


図 3.13: サンプリングオシロスコープの仕組み

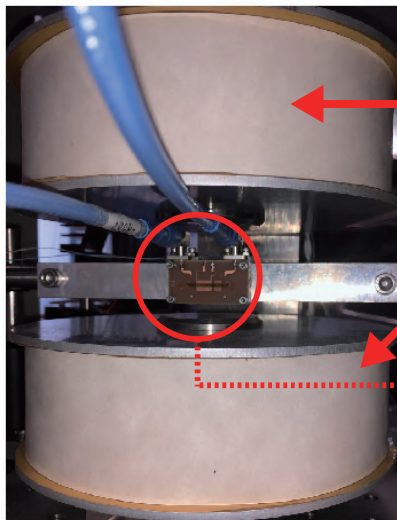
図 3.14 に実際に使用した器具を示す。



Pulse generator
(Picosecond Pulse Labs,
10070A)

Pulse pattern generator
(Agilent,81110A)

Sampling oscilloscope
(Agilent, DCA-J 86100C)



Electromagnet

YIG wave



Bipolar DC source
(PAN35-5A)

図 3.14: 測定に使用した器具

3.4 メアンダ構造によるダブル・マグノニック結晶

変調磁場をスピン波の導波路に印加するため、銅パターンによってメアンダ構造を作製した。図 3.15 にメアンダ構造の基板を示す。線幅の違う 2 つのメアンダ構造によって、周期の違う変調磁場を 2 つ組み合わせており、ダブル・マグノニック結晶と呼んでいる。メアンダ構造の導線は銅できていて、厚さは $50\ \mu\text{m}$ 、基板は厚さ $1\ \text{mm}$ の FR-4 を使用した。

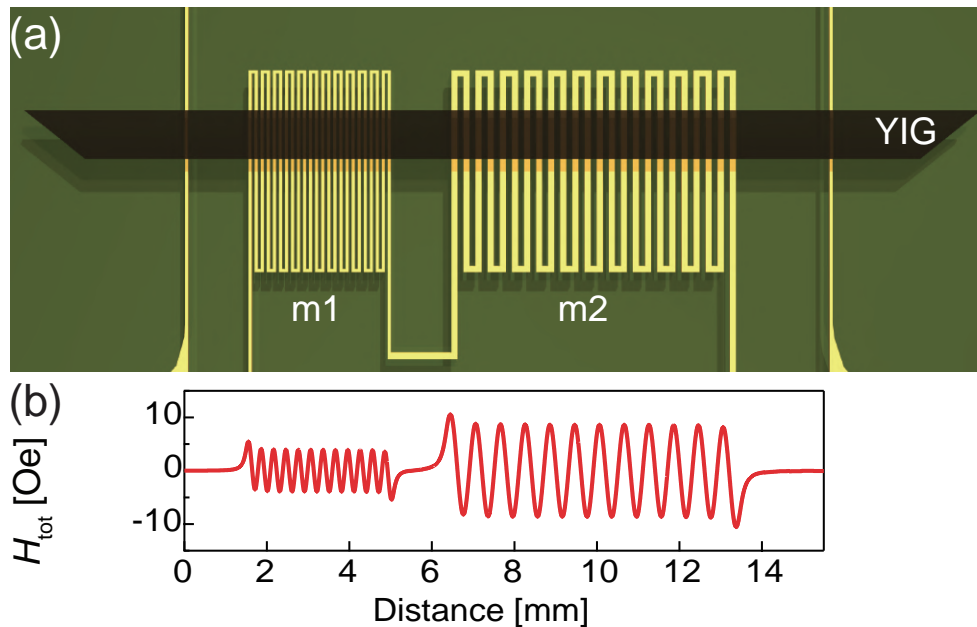


図 3.15: (a) ダブル・マグノニック結晶。線幅はそれぞれ $w_1 = 75\ \mu\text{m}$ と $w_2 = 150\ \mu\text{m}$ の周期は両方とも $n = 12$ である。(b) ダブル・マグノニック結晶による変調磁場

図 3.15 では、線幅が $75\ \mu\text{m}$ と $150\ \mu\text{m}$ のメアンダ構造を示している。メアンダ構造の線幅の組み合わせと周期 n について、表 3.1 にそれぞれ示す。線幅と線同士の間隔は同じにしてある。

表 3.1: メアンダ構造の寸法

メアンダ構造	線幅 w	間隔 g	周期 n
m1	$75\ \mu\text{m}$	$75\ \mu\text{m}$	12
m2	$150\ \mu\text{m}$	$150\ \mu\text{m}$	12

メアンダ構造を用いたダブル・マグノニック結晶は、隣同士の電流の向きが反対であることによって周期的な変調磁場を YIG 表面に発生させる。ダブル・マグノニック結晶にメアンダ電流 $I = 0.6\ \text{A}$ を流したときの変調磁場を図 3.15 に示す。ただし、変調磁場の振幅を算出するため、式 (3.4) を用いた。

YIG の表面に印加される変調磁場は、メアンダ m1 が $H_{m1} = 4.12\ \text{Oe}$ であり、メアンダ m2 が $H_{m2} = 8.86\ \text{Oe}$ であった。表面スピン波の非相反性によってスピン波が YIG の表面側に伝搬する方向に外部磁場を印加する。

メアンダ構造の線幅によるばらつき

メアンダ構造において線幅のばらつきがあることが考えられるため、20倍レンズの顕微鏡をもちいてばらつきの程度を調べた。その拡大図を図3.16に示す。図3.16(a)の線幅75 μm では、線幅の両端に1~3 μm ほどのばらつきがあり、さらに線幅の中においても、右側の線において凹みが生じている。図3.16(b)の線幅90 μm においては線幅の両端に1~3 μm ほどのばらつきがある。しかし、線幅に対して十分ばらつきが小さく無視できる誤差であるため、変調磁場における影響はないとした。

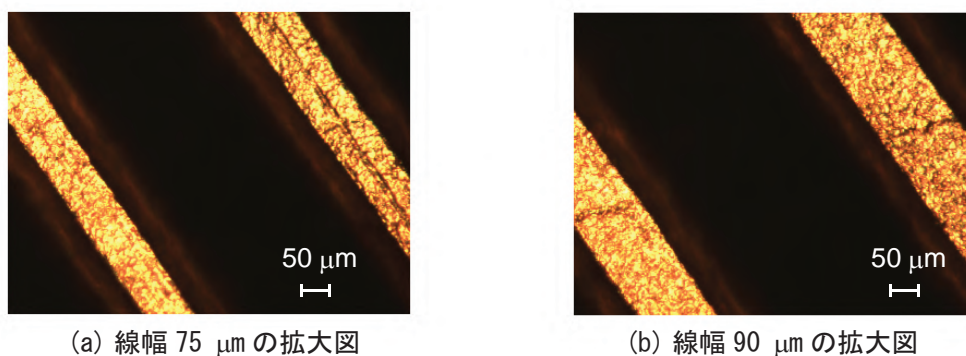


図 3.16: メアンダ構造によるダブル・マグノニック結晶 (75 μm - 90 μm) の拡大図

メアンダ構造に流すパルス電流

メアンダ構造に直流電流を印加すると電流密度が大きくなりジュール熱が上昇し、熱によって飽和磁化が下がりスピン波が低周波側にシフトしてしまう。そのため、スピン波がメアンダ構造を通過する時間のみ電流を印加し、熱による影響を無くした。メアンダ構造に流すパルス電流は、パルスパターンジェネレータ (Agilent, 81110A) によって印加した。

スピン波が励起アンテナから検出アンテナへ到達する時間は外部磁場によって変化するが、およそ $t = 200 \sim 400$ ns の間である。図3.17のように、高周波パルスがアンテナに入力したと同時にパルス電流を持続時間 $\Delta t = 1000$ ns でメアンダ構造に印加した。励起パルスの周期は 10 μs であるために図3.18のようなパルス電流が印加され、Duty比は 1:10 となる。

熱による影響を確認するため、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 682$ Oe を印加してパルス電圧 $V = 5.3$ V でスピン波を励起し、メアンダ電流 $I = 0.16$ A のときのパルス幅依存性 $\Delta t = 1, 5, 9$ μs を測定した。その結果を図3.19に示す。メアンダ電流のパルス幅が $\Delta t = 1$ μs のときはピーク周波数 $f_{\text{peak}} = 3.76$ GHz であり、電流を流さないときのピークと変化していない。しかし、メアンダ電流のパルス幅が $\Delta t = 5, 9$ μs のときはピーク周波数 $f_{\text{peak}} = 3.75$ GHz となっておりスピン波が低周波側にシフトしていることがわかる。熱による低周波シフトは飽和磁化による以下の式で表すことができる。

$$M_s(T) = M_{s,298\text{K}} - \eta(T - 298) \quad (3.37)$$

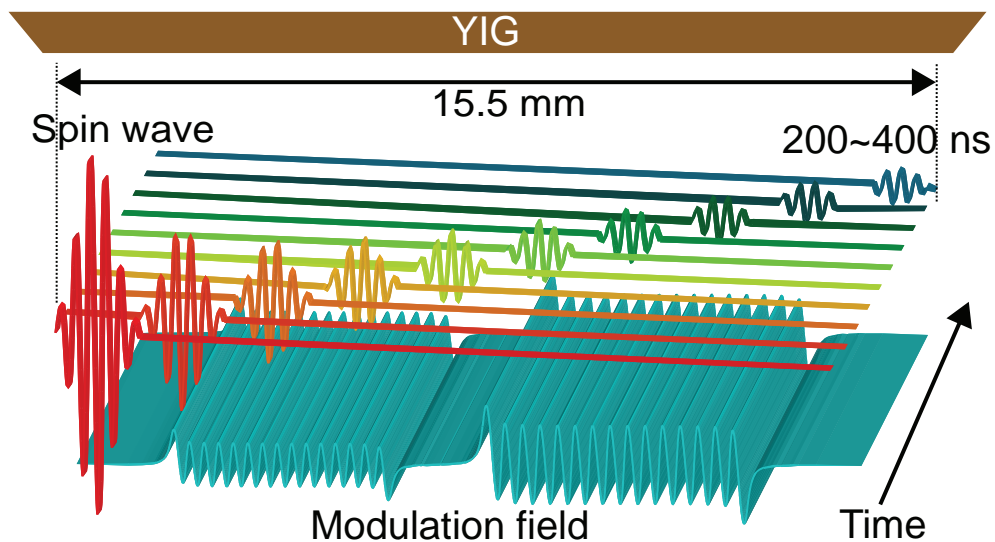


図 3.17: スピン波とメアンダ電流による変調磁場の関係

ただし、 $M_{s,298K}$ は 298 K における飽和磁化であり、定数 $\eta = 313 \text{ A}/(\text{m} \cdot \text{K})$ である。飽和磁化 $M_{s,298K} = 139.5 \text{ A}/\text{m}$ 、波数 $k = 15000 \text{ rad}/\text{m}$ 、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 682 \text{ Oe}$ を式 (2.63) に代入して周波数を算出し、飽和磁化の変化による周波数のシフトを調べた。実験では 10 MHz の低周波シフトに対応する飽和磁化の変化は式 (3.37) より $\eta(T - 298) = 0.9$ であった。これによりメアンダ電流による温度上昇は $2.8 \text{ }^\circ\text{C}$ であった。しかし、温度が上昇するのはメアンダの部分だけであることを考慮すると、より高い温度になっていた可能性も考えられる。これらの結果から、パルス幅が $5 \text{ } \mu\text{m}$ 以上になると熱による 10~15 MHz の低周波シフトが起こることが明らかとなった。

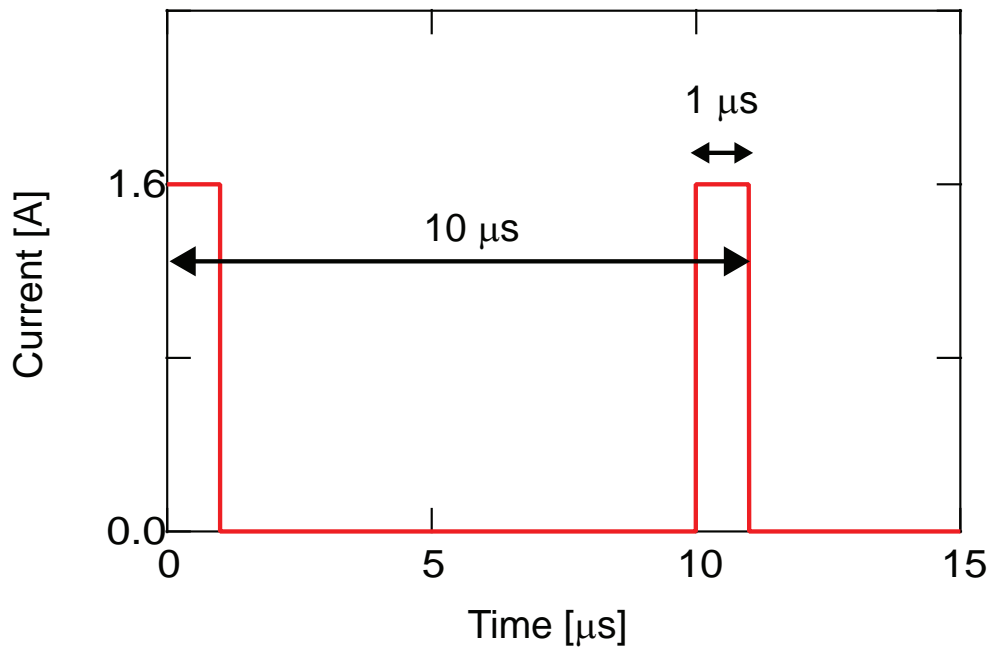


図 3.18: 励起パルスとメアンダ電流の周期

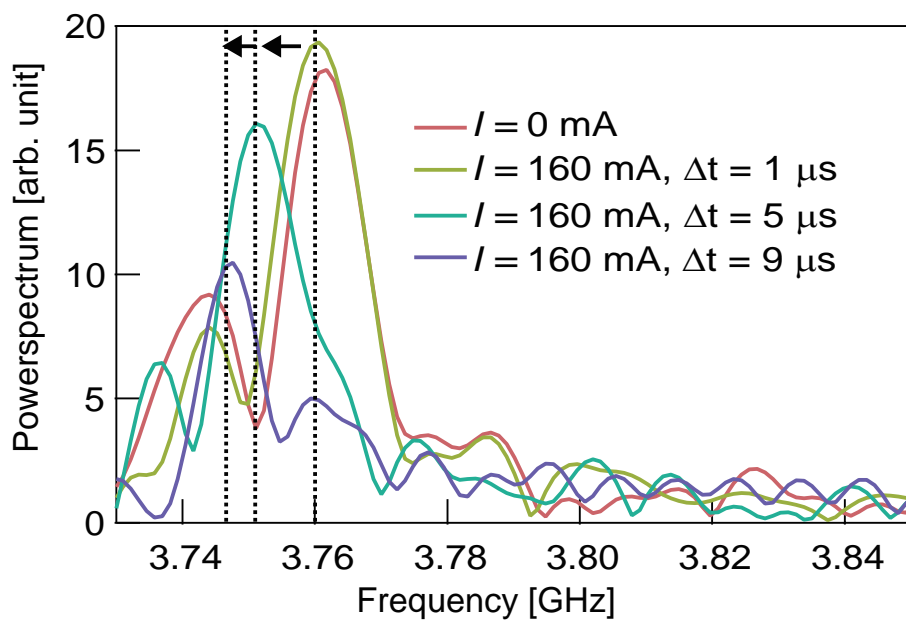


図 3.19: メアンダ電流のパルス幅依存性。外部磁場は $H_{\text{ext}} = 682 \text{ Oe}$ であり、パルス電圧は 5.3 V 、持続時間 10 ns でスピン波を励起している。

3.5 実時間領域における表面スピンの検出

測定系は図 3.9(a) の回路基板を用いる。試料は図 3.9(b) で示した厚さ $5.1 \mu\text{m}$ 、長さ 18 mm 、幅 1.3 mm の YIG を用いて測定を行う。図 3.11 の回路で、パルス電圧 $V = 2.5 \text{ V}$ 、持続時間 $\Delta t = 10 \text{ ns}$ でスピン波を励起させ、サンプリングオシロスコープでスピン波の誘導起電力を測定した。外部磁場の向きをスピン波の進行方向に対して面内垂直 ($\pm y$ 軸方向) に印加した。アンテナ間距離は 15.5 mm である。

外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59 \sim 726 \text{ Oe}$ までの、スピン波実時間波形を図 3.20 に示す。

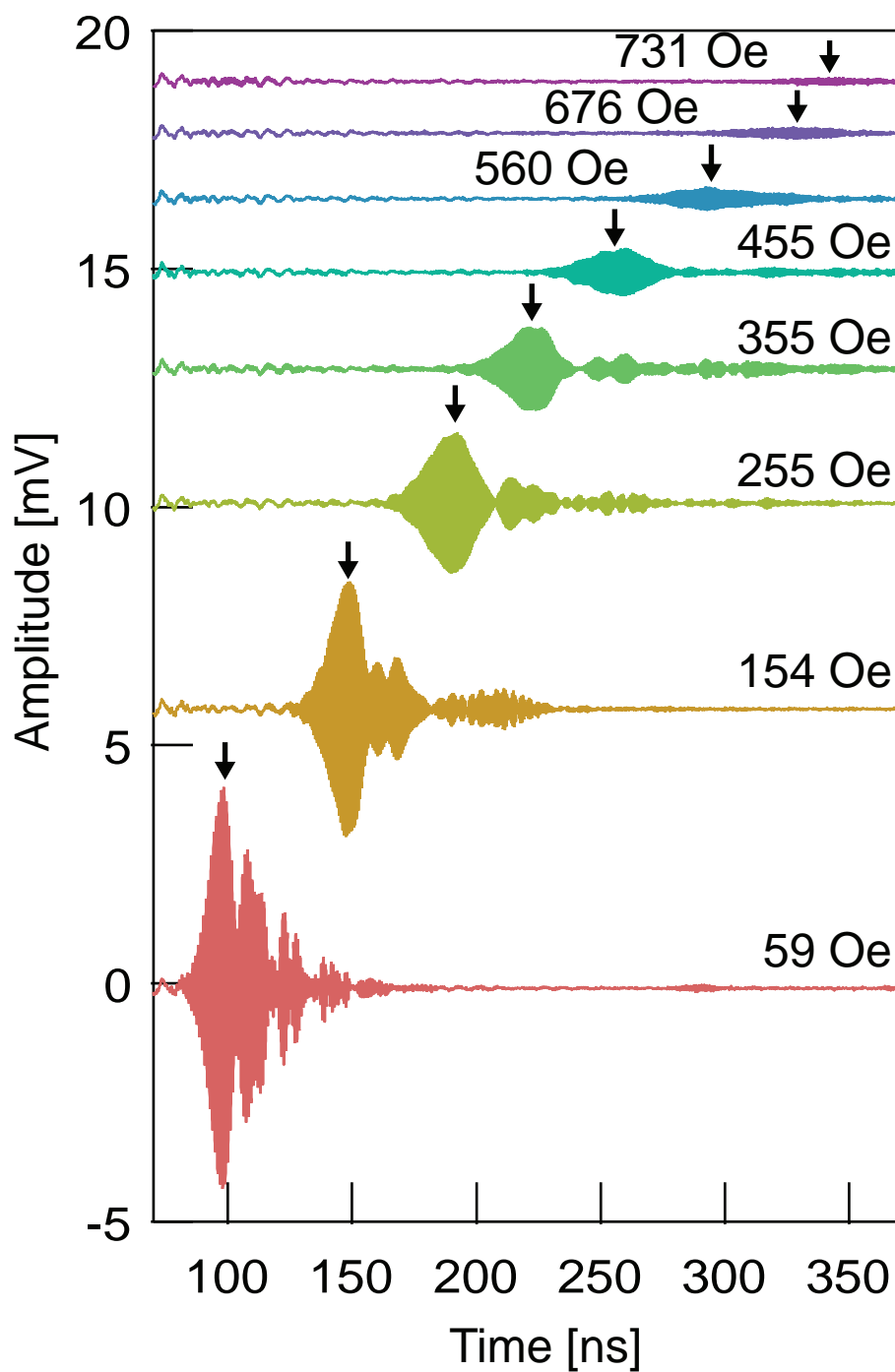


図 3.20: 表面スピンの波におけるスピンの波の実時間領域における測定

実時間波形におけるスピンの波パケットの最大振幅を矢印で示した。外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59 \text{ Oe}$ のときはスピンの波パケットの到達時間 $t = 99 \text{ ns}$ であるが、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 726 \text{ Oe}$ のときは $t = 350 \text{ ns}$ となり、外部磁場が大きくなると群速度が遅れている。

表面スピン波の分散関係

表面スピン波の外部磁場に対する周波数特性を調べるため、実時間波形をフーリエ変換して周波数スペクトルを求めた。図 3.21 において外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59 \sim 726$ Oe に対しての周波数スペクトルを示した。

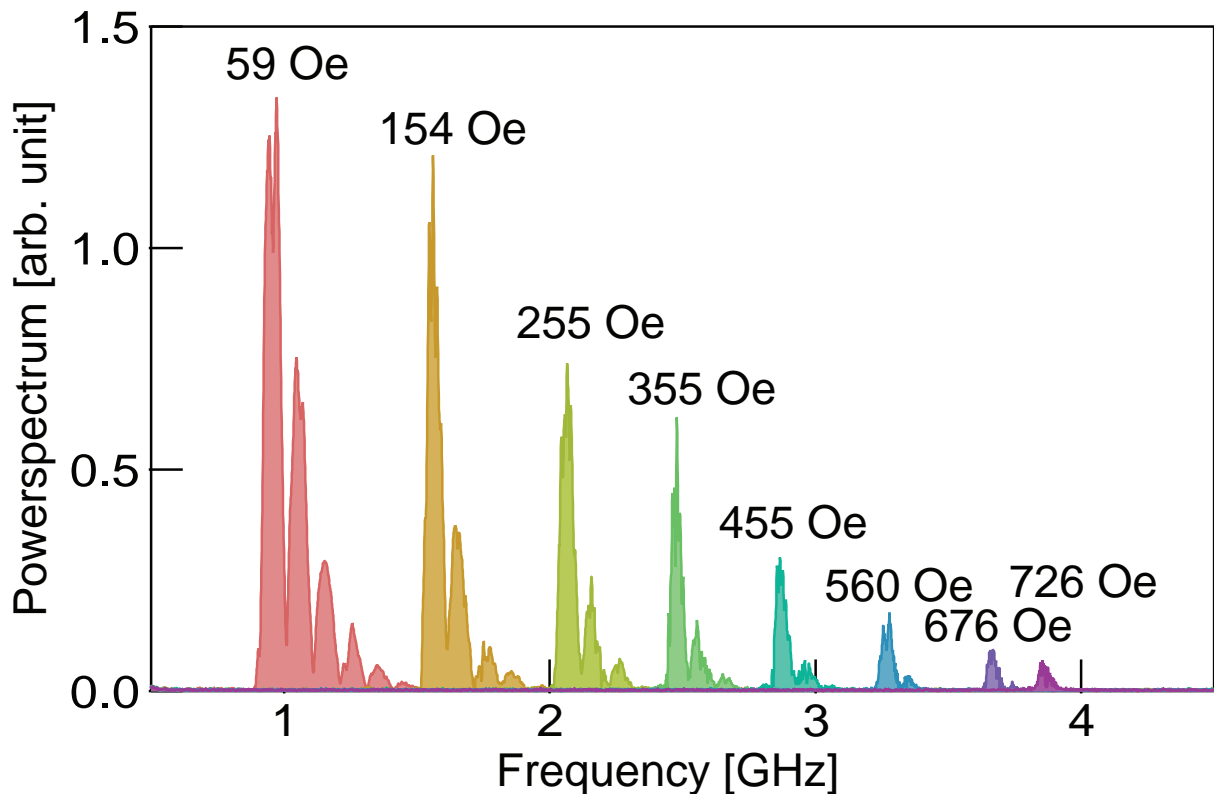


図 3.21: 表面スピン波のフーリエ変換

外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59$ Oe のときに最大ピークの周波数は 0.97 GHz であるが、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 726$ Oe のとき最大ピークの周波数は 3.85 GHz であることから、外部磁場が強くなるにつれて周波数が高くなっており、また周波数強度が減少している。周波数強度が減少するのは、外部磁場が小さいときだとスピンの歳差角が大きいため、磁化の歳差運動によって検出される誘導起電力が大きくなることが挙げられる。

外部磁場 $H_{\text{ext}} = 0 \sim 1000$ Oe の範囲で、外部磁場ごとの周波数ピーク f_{peak} を算出した。それをプロットして周波数-磁場の関係に表したものを図 3.22 に示す。表面スピン波は外部磁場の向きによってスピン波が表面付近に流れるか界面付近に流れるか決まる。実験データに対して、表面スピン波の分散関係である式 (2.63) によるフィッティングを行うと完全な一致を示しており、表面スピン波であることが分かる。表面側を流れるときの波数は $k_p = 5500 \pm 320$ rad/m であり、界面側を流れるときの波数は $k_p = 5000 \pm 450$ rad/m であった。飽和磁化 $4\pi M_s = 1750$ G であり、YIG を用いた先行研究 [14] とほとんど一致している。

検出アンテナは YIG の表面側に配置しているため、表面に流れるスピン波の方が誘導起電力が大きくなる。スピン波が表面を流れる場合は、図 3.11 での $-x$ 方向に外部磁場を印加しており、観測できたスペクトルはおよそ外部磁場 $H_{\text{ext}} = 800$ Oe までであった。界面を流れる場合は $+x$ 軸方

向に外部磁場を印加しており、およそ外部磁場 $H_{\text{ext}} = 600 \text{ Oe}$ までしか観測できなかった。そのため、表面スピン波の非相反性が明確に観測できた。

非相反性における表面を流れるスピン波と界面を流れるスピン波の振幅比を τ_n とし、以下の式で定義する [55]。

$$\tau_n = \frac{A_s}{A_i} \quad (3.38)$$

ただし、表面を流れるときの振幅を A_s 、界面を流れるときの振幅を A_i とした。外部磁場は $H_{\text{ext}} = 225 \text{ Oe}$ を印加した。振幅比は励起電圧に比例しないことから、励起パルス電圧 $V = 0.47 \text{ V}, 2.3 \text{ V}, 5.3 \text{ V}$ で測定してそれぞれの振幅比 τ_n を求めて平均値を求めた。それを図 3.23 に示す。振幅比は $\tau_n = 0.082 \sim 0.203$ までの範囲になった。それぞれの振幅比から平均値は $\tau_n = 0.146 \pm 0.064$ となった。

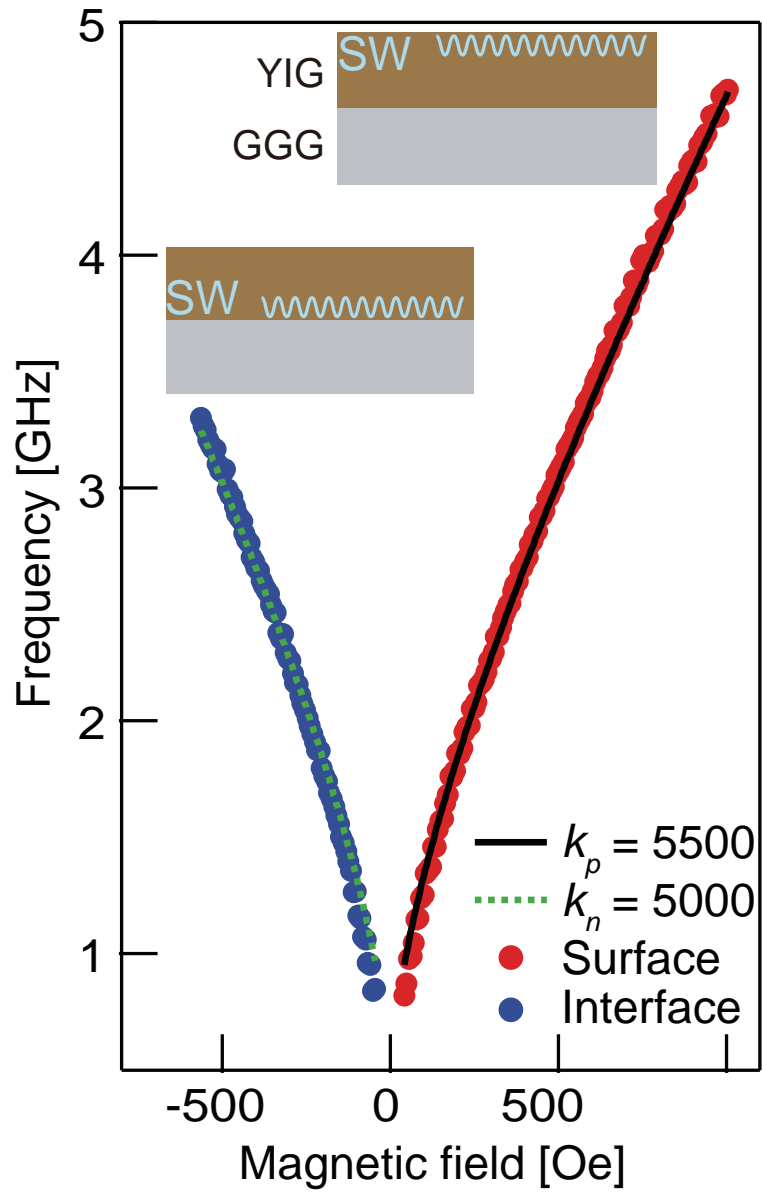


図 3.22: 表面スピン波における磁場と周波数の分散関係

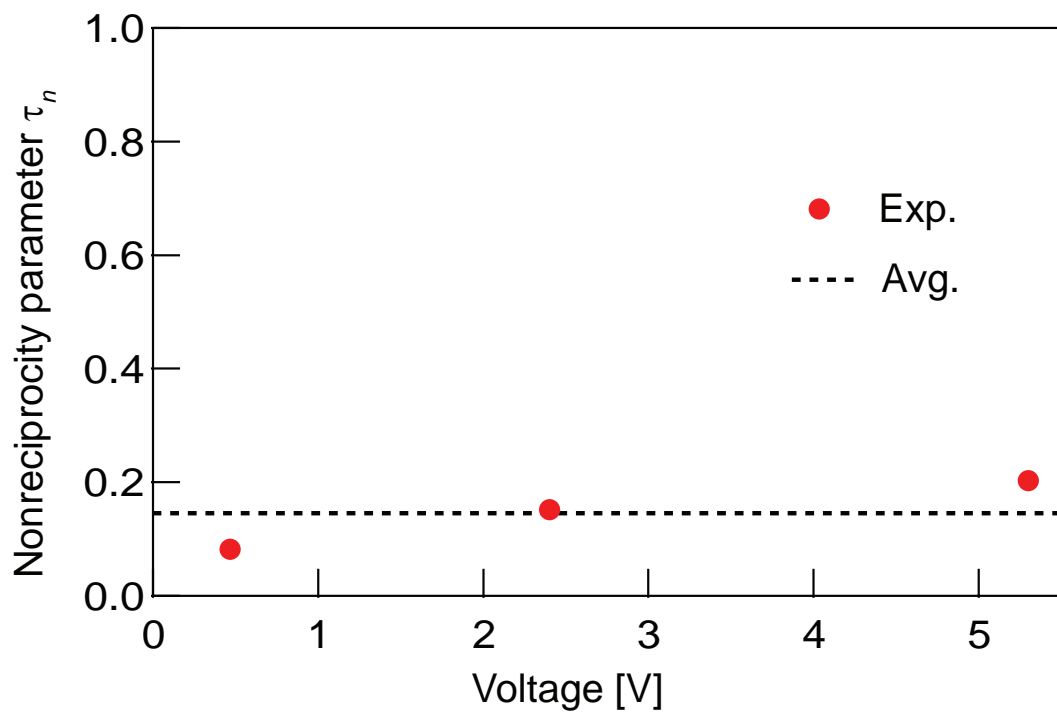


図 3.23: 表面スピン波の振幅比。励起パルス電圧は 0.46 V, 2.3 V, 5.3 V であり、外部磁場は $H_{\text{ext}} = 225$ Oe を印加した。

スピン波の実時間波形から、群速度の理論値とのフィッティングを行った結果を図 3.24 に示す。群速度はスピン波パケットの最大振幅での到達時間から、アンテナ間距離 15.5 mm によって算出した。外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59 \text{ Oe}$ を印加したときはパケットの到達時間 $t = 99 \text{ ns}$ より群速度は $v_g = 16.1 \times 10^4 \text{ m/s}$ である。外部磁場が大きくなると、 $H_{\text{ext}} = 726 \text{ Oe}$ ではパケットの到達時間 $t = 350 \text{ ns}$ より群速度は $v_g = 4.4 \times 10^4 \text{ m/s}$ となった。

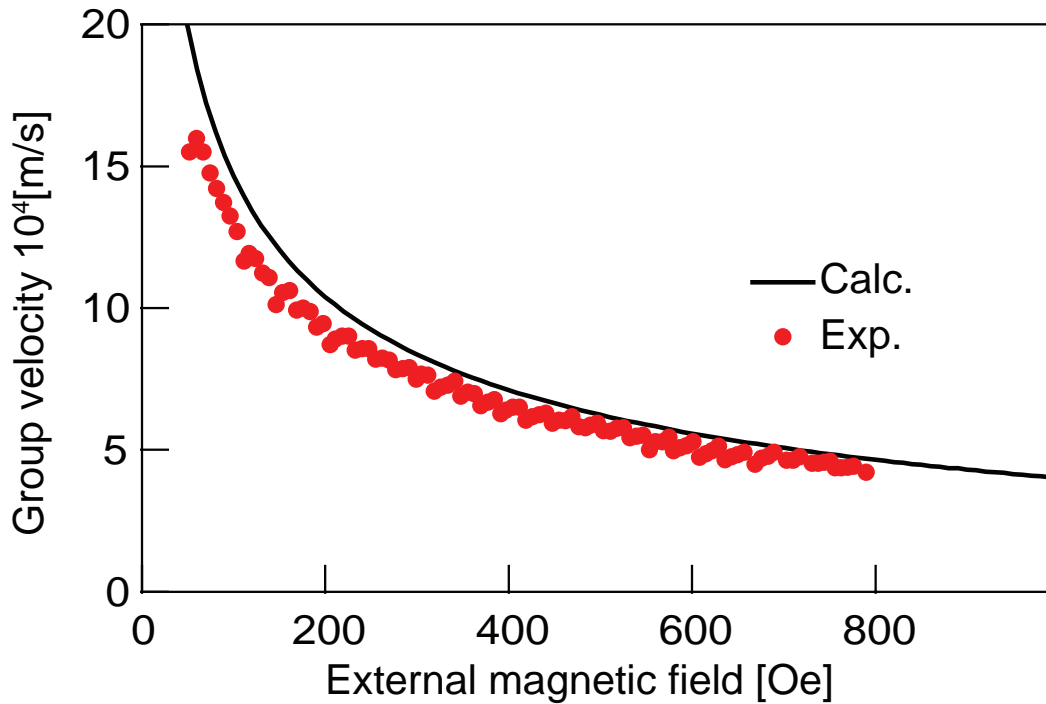


図 3.24: 表面スピン波における群速度と外部磁場の関係

フィッティングは式 (2.63) から群速度 $v_g = \partial\omega/\partial k$ を求めて行くと実験値と一致していることが図 3.24 より明らかであり、周波数と外部磁場の分散関係からも同様に表面スピン波であることがわかった。

3.6 ダブル・マグノニック結晶によるスピン波スイッチング

これらの外部磁場範囲の中で、ダブル・マグノニック結晶によるスピン波スイッチングの実験に用いたスピン波パケットについて、オシロスコープによって測定した実時間波形を図 3.25 に示す。外部磁場は $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ を印加した。

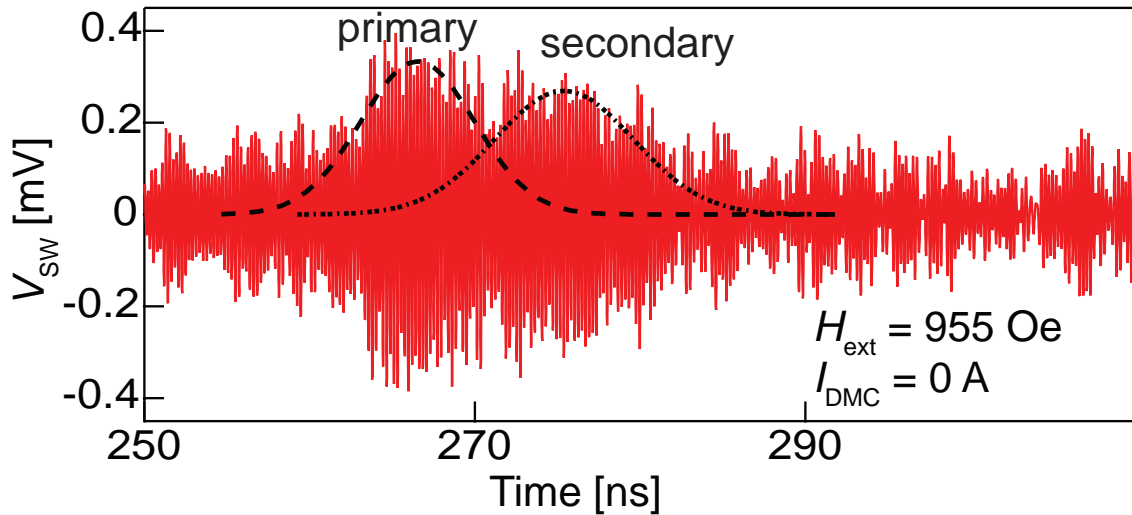


図 3.25: 外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ でのスピン波の実時間波形

持続時間 10 ns の高速パルスによってスピン波励起を行っているため、パルスの立ち上がりと立下りで2つのパケットが励起されている。Primary packet が到達時間 265 ns で、Secondary packet が到達時間 275 ns であった。この実時間波形をフーリエ変換し、周波数解析を行った。その結果を図 3.26 に示す。

周波数 4.57 GHz にピークが存在し、またスピン波帯域は $4.53 < f < 4.6 \text{ GHz}$ ($\Delta f = 70 \text{ MHz}$) であった。そのため、スピン波帯域全体をカバーするには 70 MHz 以上の広帯域な減衰バンドが必要になる。

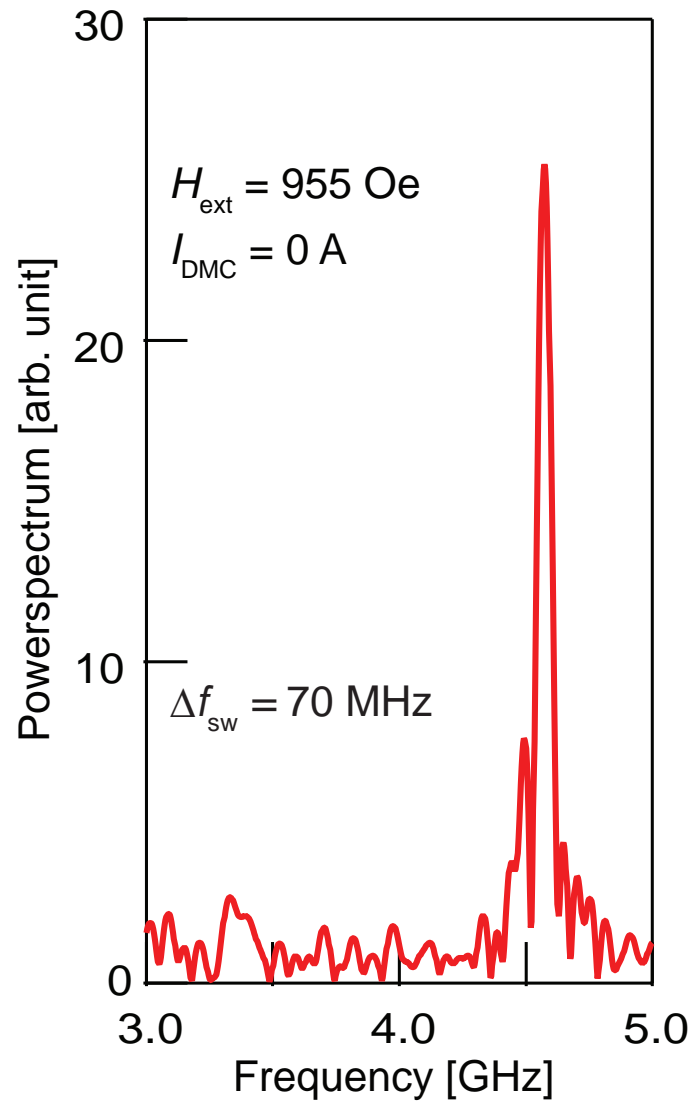


図 3.26: 外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ でのスピン波のパワースペクトル

3.6.1 ダブル・マグノニック結晶による減衰バンド

図 3.15 の変調磁場を用いて、どの周波数帯におけるスピン波の減衰バンドを作るかを確認するため、変調磁場 H_{MC} の式 (3.6) を波数 k に対してフーリエ変換する。計算結果として、ブラッグ散乱によって減衰される波数 k が最大ピークとして算出される。メアンダ m1 ではブラッグ共鳴が起こる波数は $k = 10000 \text{ rad/m}$ であり、同じくメアンダ部分 w2 では $k = 6000 \text{ rad/m}$ である。

表面スピン波の分散関係である式 (2.63) から波数 k に対応する周波数を算出して、スピン波の周波数における減衰バンドを求める。例として外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ を印加したとき、ダブル・マグノニック結晶によるスピン波の減衰バンド $F(f)$ を図 3.27 に示す。

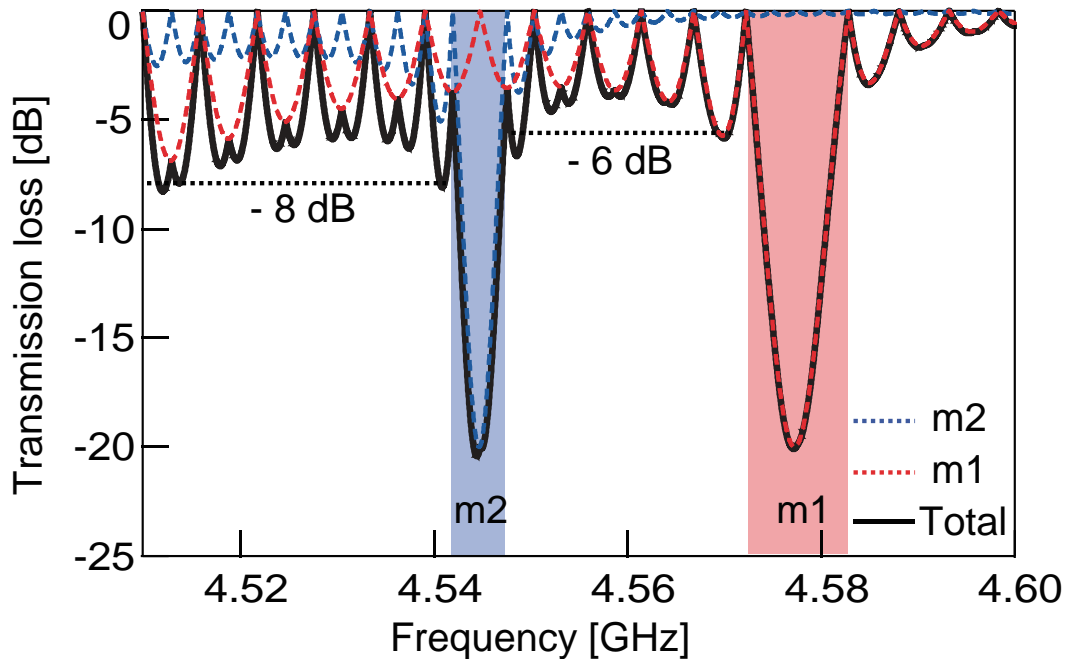


図 3.27: ダブル・マグノニック結晶 ($w_1 = 75 \mu\text{m}$, $w_2 = 150 \mu\text{m}$) での変調磁場による伝送損失。外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ を印加した場合。

ダブル・マグノニック結晶において、m1 をメアンダ構造の線幅 $75 \mu\text{m}$ によるスピン波の減衰バンド、m2 を線幅 $150 \mu\text{m}$ によるスピン波の減衰バンドを示しており、それぞれ赤の点線と青の点線で示している。また、黒の実線はメアンダ m1, m2 による減衰バンドを足し合わせたものである。

メアンダ m1 では、赤の網掛け部分である 4.58 GHz を中心として -20 dB の減衰を示している。同様にメアンダ m2 では、青の網掛け部分である 4.54 GHz を中心として -20 dB の減衰を示している。また、メアンダ m1, m2 挟まれた帯域 $4.55 < \Delta f < 4.57 \text{ GHz}$ と、メアンダ m2 より低周波帯域 $4.51 < \Delta f < 4.54 \text{ GHz}$ では -8 dB , -6 dB の減衰を示している。しかし、縦軸の最大ピークの強度はスピン波の振幅に対して直接対応しておらず、あくまでも強度比としての意味を持つ。そのため、最大ピークを -20 dB と任意に設定することでスピン波の減衰ディップの大きさを表している。

これらの理論計算から、ダブル・マグノニック結晶によって $4.52 < \Delta f < 4.6 \text{ GHz}$ (80 MHz) の帯域を減衰できることが分かった。この結果、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ におけるスピン波帯域 70

MHz をカバーできていることがわかった。これを踏まえ、実際にマグノニック結晶にパルス電流を印加し、スピン波スイッチングの実験を行った。

3.6.2 実時間波形でのスピン波スイッチングの観測

外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ を印加したときのスピン波の実時間波形において、パケットの時間幅に対しての帯域を調べるために時間周波数解析である Wavelet 変換を行った。用いた式を以下に示す。

$$w = \int_{-inf}^{inf} dx \frac{1}{\sqrt{|\delta t|}} \psi\left(\frac{x-t}{\Delta t}\right) V_{SW}(x) \quad (3.39)$$

ここで ψ は Wavelet の Gabor 関数と呼び [56,57]、スペクトルの強度を絶対値を $W = |w|^2$ として、時間 t の周辺 $\sim 1/\Delta t$ ごとに算出している。 V_{SW} はスピン波の誘導起電力による振幅である。この式 (3.39) によって計算したものを図 3.29(a) に示す。

しかし、連続的な時間分割ごとにフーリエ変換を行うと測定点が不足し周波数成分が失われるため、図 3.28 のようにオーバーラップを行った。時間分割間隔は $\Delta t = 20 \text{ ns}$ であり 138 点のデータ点でフーリエ変換を行ったため、サンプリング周波数は 82 GHz である。次の時間分割の領域には 1.45 ns (119 点分) ずらしてフーリエ変換を行った。

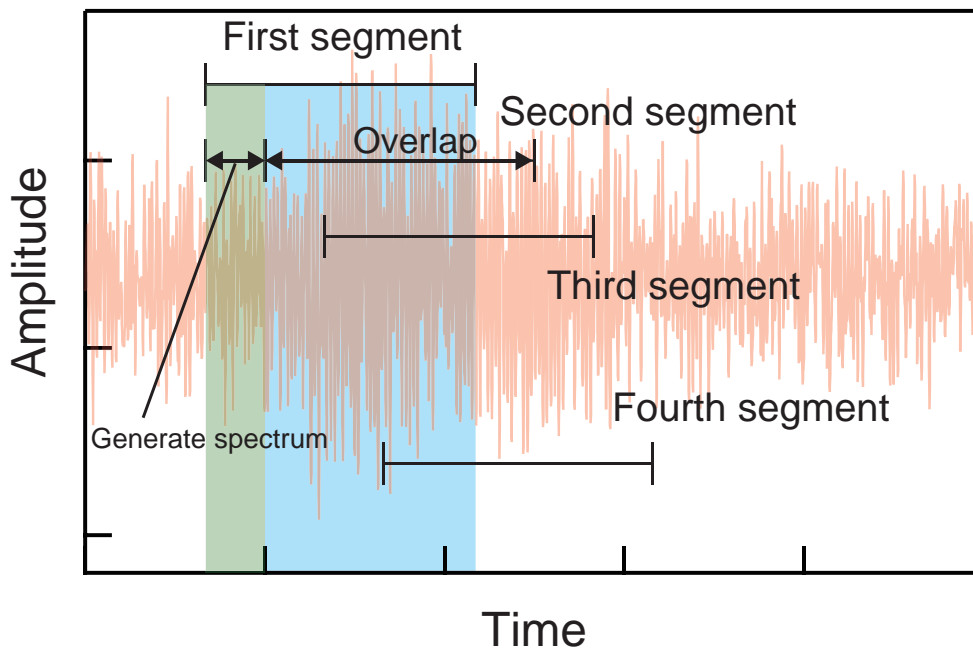


図 3.28: Wavelet 変換によるフーリエ変換の原理。時間の領域を分割することで、時間軸に対する周波数スペクトルを解析できる。

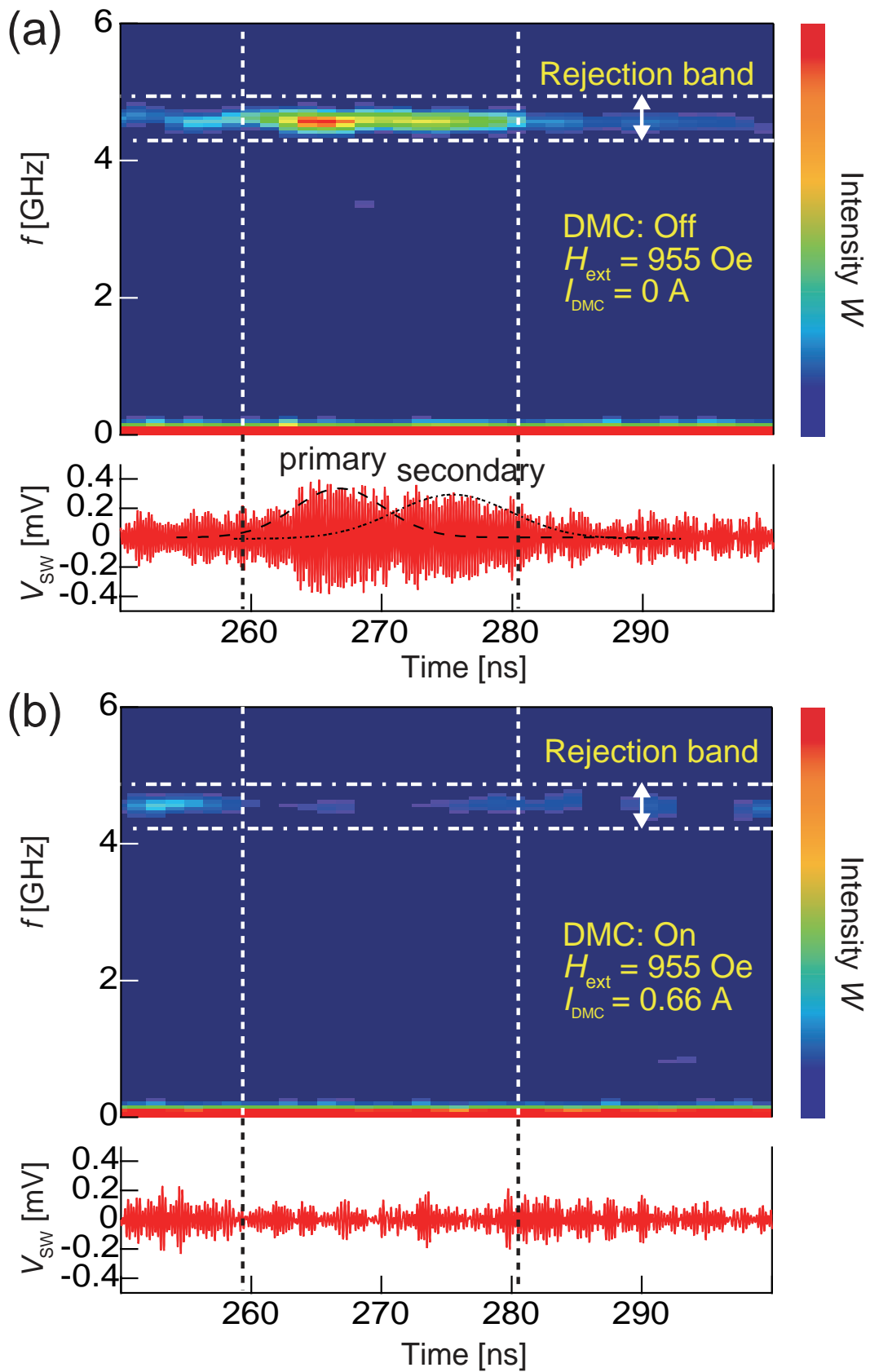


図 3.29: ダブル・マグノニック結晶を用いたスピン波スイッチング。(a) メアンダ電流 $I_{\text{DMC}} = 0$ のときのスピン波パケットを Wavelet 変換した結果。(b) メアンダ電流 $I_{\text{DMC}} = 0.66 \text{ A}$ のときのスピン波パケットの Wavelet 変換をした結果。

スピン波パッケージは $258 < t < 282$ ns に存在しており、パルスの立ち上がり・立下りでそれぞれ Primary, Secondary のパッケージが観測された。スピン波強度は到達時間 $t = 265$ ns に最も強く表れており、帯域はおよそ $4.53 < f < 4.6$ GHz ($\Delta f = 70$ MHz) であり、ダブル・マグネティック結晶による減衰バンド $4.52 < f < 4.56$ GHz (80 MHz) がカバーしていることがわかる。

ダブル・マグネティック結晶にパルス電流 $I_{DMC} = 0.66$ A を印加した。パルス電流の持続時間は $t_d = 300$ ns、周期は $10 \mu s$ であり、Duty 比は 0.03 としている。パルス電流を印加したときのスピン波パッケージを図 3.29(b) に示す。スピン波パッケージの Primary packet と Secondary packet の両方が明確に消失した。Wavelet 変換における周波数強度においても、スピン波に対応する帯域である $4.53 < f < 4.6$ GHz ($\Delta f = 70$ MHz) の強度がノイズレベルまで減少した。

減衰効果を周波数スペクトルで解析するために、実時間波形に対してフーリエ変換を行った。それを図 3.30 に示す。これを比較するためにスペクトル強度 P を次式のように定義した。

$$P = \int_{4.52\text{GHz}}^{4.60\text{GHz}} \int_{258\text{ns}}^{282\text{ns}} W(t, f) dt df \quad (3.40)$$

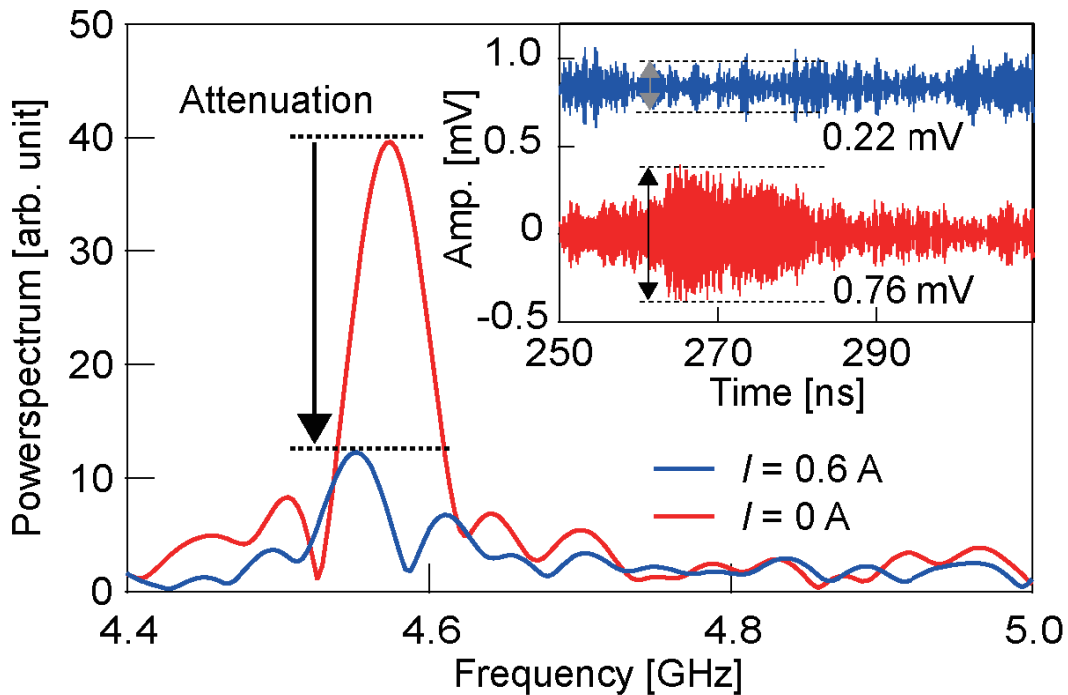


図 3.30: ダブル・マグネティック結晶を用いたスピン波スイッチングにおけるフーリエ変換解析。

メアンダ電流 ($I = 0.66$ A) を印加したとき、ピーク周波数 $f = 4.59$ GHz では 95 % の減衰が起こった。また式 (3.40) より信号対雑音比 ($\text{SNR} = 20 \log [P_{I_{DMC}=\text{off}} / P_{I_{DMC}=\text{on}}]$) で計算するとスペクトル強度比では 75 % (12 dB) の減衰が見られ、スピン波帯域全体が減衰していることが確認できた。

これらの結果から、2つの異なる変調磁場を印加するダブル・マグネティック結晶によってスピン波帯域全体を減衰することができ、明確なスピン波パッケージの消失を確認した。よってスピン波スイッチングを観測することができた。

3.6.3 メアンダ電流依存性

ダブル・マグネティック結晶に印加する電流における熱の影響を解析するため、ダブル・マグネティック結晶に印加する電流 I_{DMC} と Duty 比によるスピン波の減衰率依存性を測定した。図 3.31 では、パルス電流 I_{DMC} に対する SNR の依存性を示している。スピン波パケットの ON/OFF のスイッチング実験では、それぞれのパルス電流に対して 10 回の測定を行い、エラーバーを付けた。

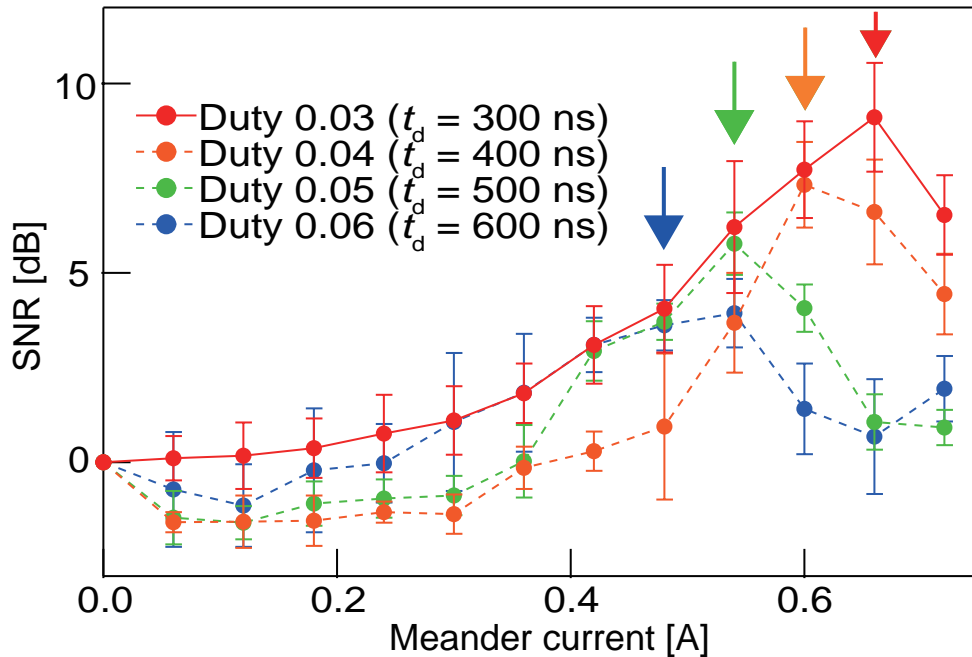


図 3.31: メアンダ電流 I_{DMC} による SNR 依存性。Duty 比が 0.03 のときの SNR の最大はメアンダ電流が 0.66 A のときである。

Duty 比が 0.03 のときの SNR を実線で示している。パルス電流 $I_{DMC} = 0.66$ A の時に最大の SNR を示し、8 dB であったことから、変調磁場による反射が強く発生していることがわかった。一方、パルス電流 $I_{DMC} = 0.72$ A のときは、ダブル・マグネティック結晶によって発生する熱によって実時間波形で熱ノイズが増大し、SNR が減少した。

Duty 比を 0.04~0.06 の範囲で変化させたときの SNR 依存性を図 3.31 の破線によって示す。SNR が単調増加しないのは、パルス電流の持続時間 t_d が増大したことによって、スピン波が流れていない状態 ($P_{I_{DMC}=on}$) における実時間波形による熱ノイズが増大するからである。その結果、パルス電流の持続時間 t_d を増加させると、SNR の最大値のときの電流値が低い電流値にシフトしている。

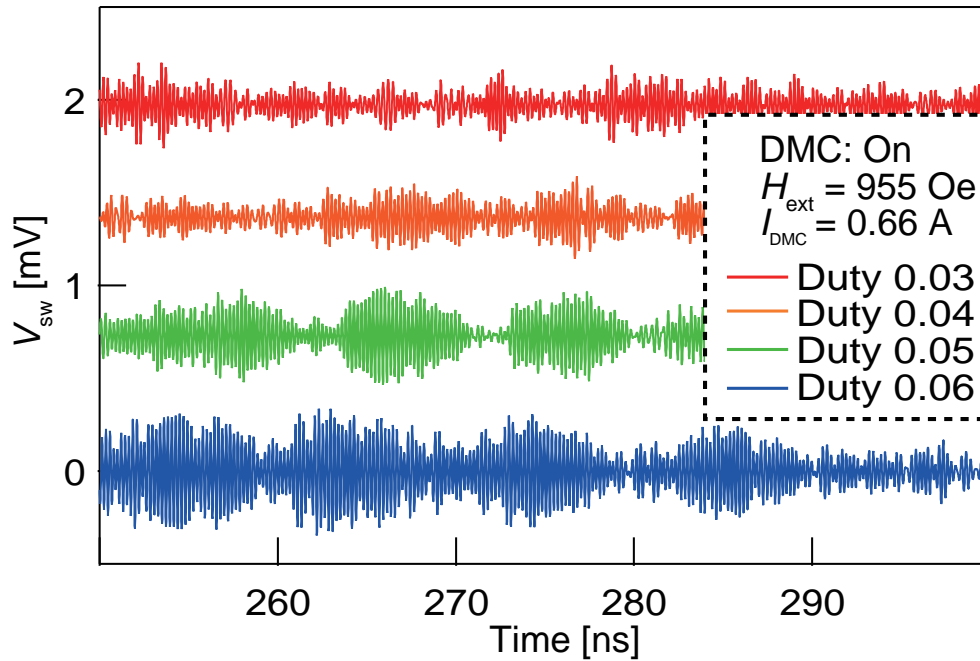


図 3.32: スピン波を励起していないとき、実時間波形における熱ノイズの増加。

実時間波形での熱ノイズを測定した結果を図 3.32 に示す。その結果、Duty 比が増加するほど、スピン波に依存しない熱ノイズが増大していた。Duty 比の実験から、スピン波スイッチングを観測したパルス電流 $I_{\text{DMC}} = 0.6 \text{ A}$ 、 $t_d = 300 \text{ ns}$ では熱による影響は無いことが明らかになった。

3.6.4 外部磁場による減衰率依存性

本実験では、減衰バンドとスピン波帯域が理論的に一致した外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955 \text{ Oe}$ でのスピン波パケットを用いてスイッチングを実現した。変調磁場によるスピン波減衰を解析するため外部磁場を微小に変化させたときのスピン波パケットの減衰の変化を測定した。その結果を図 3.33 に示す。

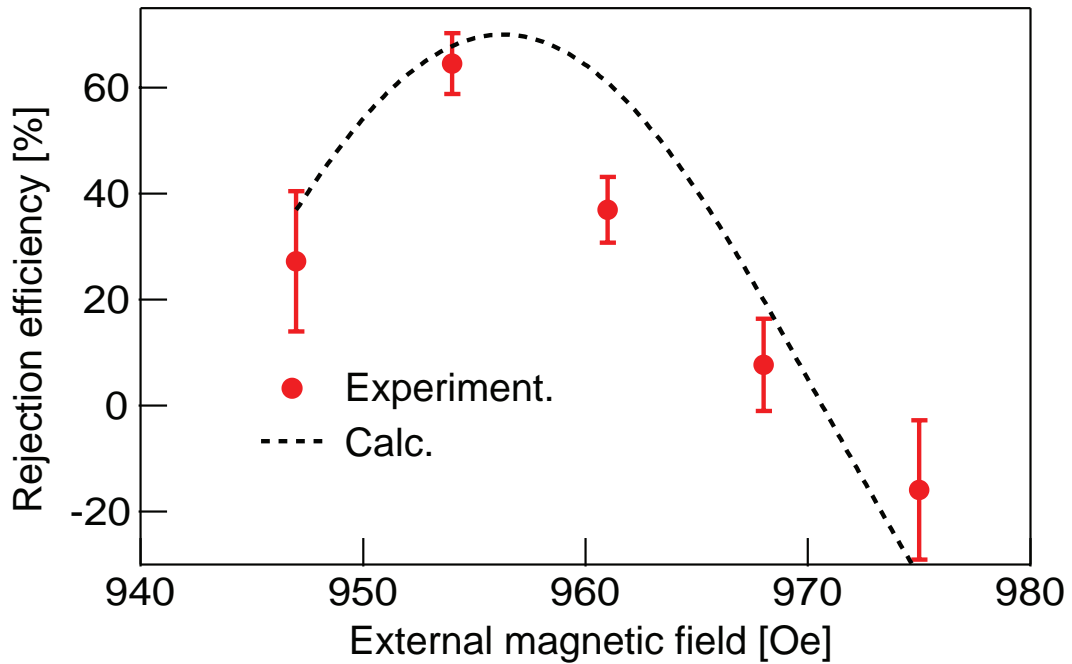


図 3.33: ダブル・マグノニック結晶を用いたスピン波スイッチングにおける外部磁場依存性。

外部磁場を $H_{\text{ext}} = 945 \sim 975$ Oe で変化させて減衰率を測定した。減衰率が最大なのは外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955$ Oe のときに 61 % であり、本実験で測定した外部磁場が最も減衰効率が良いことがわかった。最小は外部磁場 $H_{\text{ext}} = 975$ Oe のときに -17 % になり、スピン波が増大した。これらの結果から、微小な外部磁場変化 $\Delta H_{\text{ext}} = 30$ Oe で減衰率が 88 % 変化していることから、減衰バンド帯域がスピン波帯域をカバーしているだけでなく、波数と変調磁場の空間分布が減衰率の変化に起因すると考えられた。

減衰率の周期的な変化

前述では微小な外部磁場 $\Delta H_{\text{ext}} = 30$ Oe で測定したが、測定範囲を拡大し、外部磁場を $H_{\text{ext}} = 200 \sim 800$ Oe まで掃引した時の、スピン波の減衰率の変化を測定した。その結果を図 3.34 に示す。外部磁場が $H_{\text{ext}} = 500$ Oe より大きくなると、20~30 Oe の周期で減衰と増大を繰り返している。外部磁場の変化によって減衰率が大きく変化することから、スピン波と変調磁場の位相が動的マグノニック結晶の減衰効果において重要な要素となることが明らかになった。

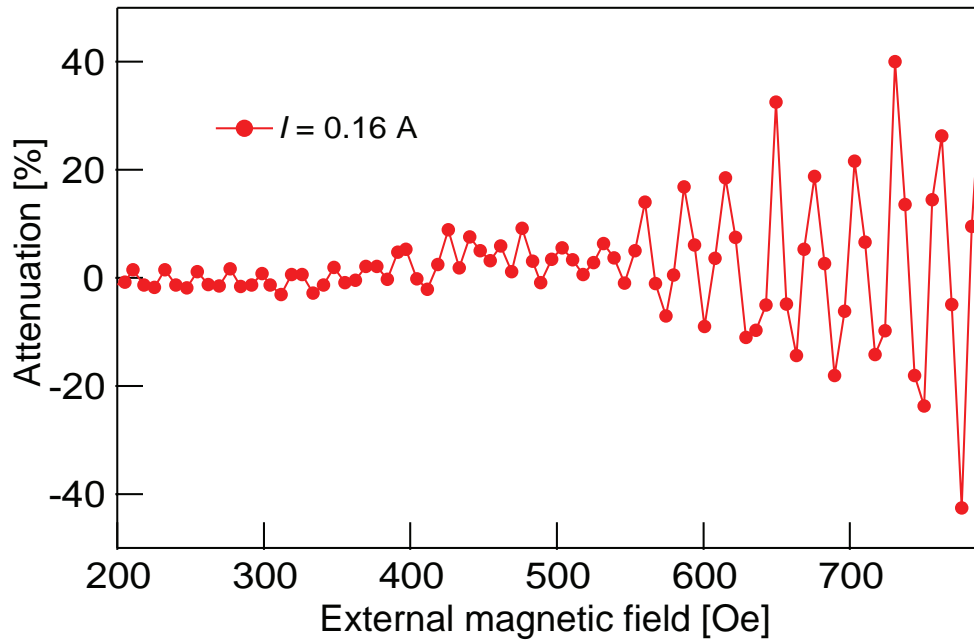


図 3.34: 外部磁場による減衰率依存性。

減衰率の周期的な変化を観測したが、励起電圧が高いことによる非線形的なスピン波による誤差であることも考えられるため、励起電圧を変えて外部磁場による減衰率依存性を測定したものを、図 3.35(a) に示す。励起電圧は 0.5 V, 2.5 V, 5.3 V と設定した。図 3.35(a) において、それぞれの電圧における周期を算出するためにフーリエ変換を行った。それを図 3.35(b) に示す。励起電圧 2.5 V, 5.3 V ではスペクトルピークが 0.035 Hz/Oe となっており、ピークが一致している。励起電圧 0.5 V ではスペクトルピークは 0.032 /Oe と 2.5 V, 5.3 V と比較して少しずれているが、この原因についてはスピン波の信号が小さく検出が困難なことによる誤差ではないかと考えている。以上の結果から、励起電圧によらず外部磁場による減衰率の周期がほとんど一致していることが明らかになった。

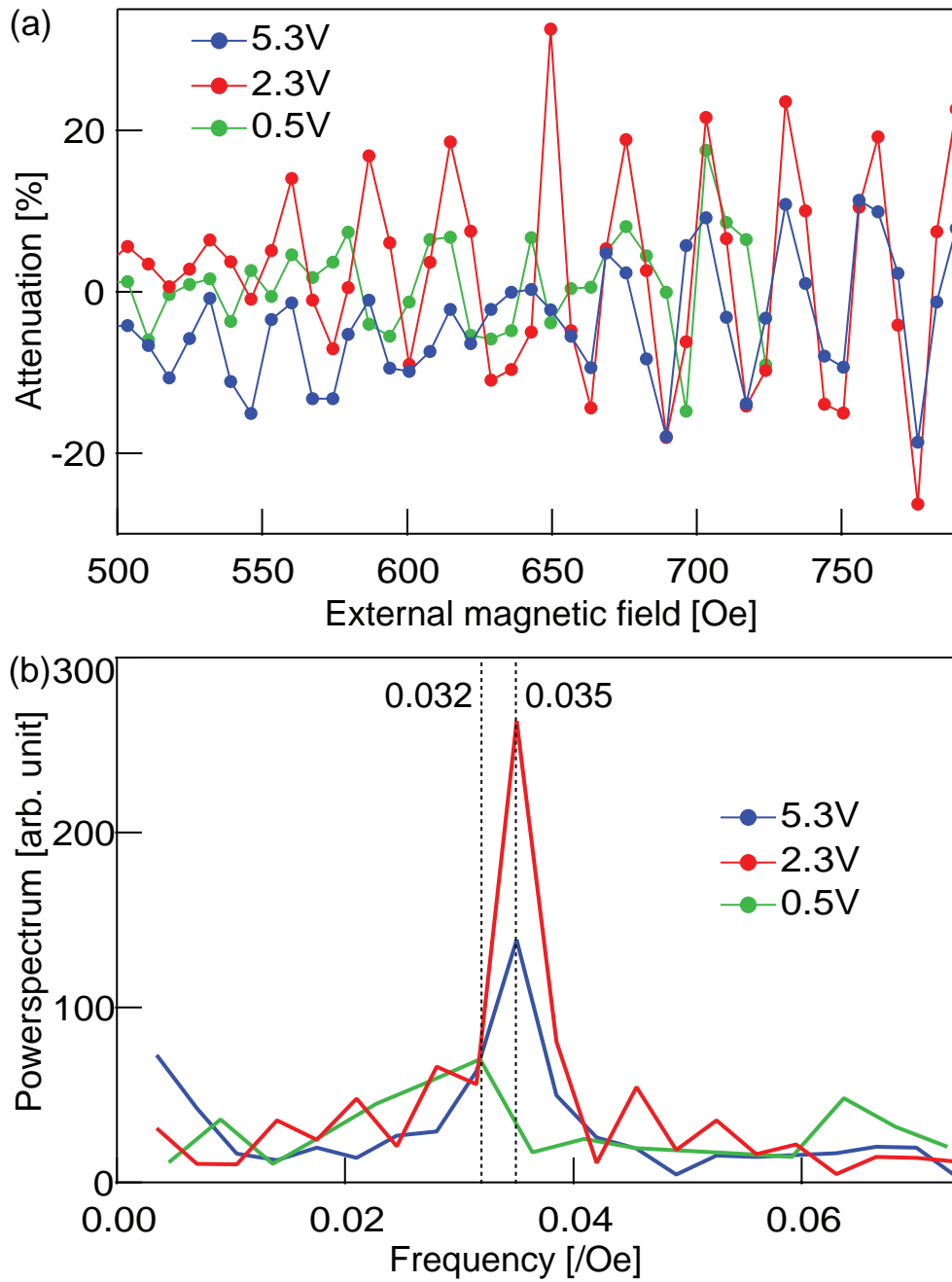


図 3.35: (a) 励起電圧による減衰率変化の比較。 (b) 減衰率変化におけるフーリエ変換。

この減衰率 β_c の周期を概算するため、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 500 \sim 786$ Oe において以下の式でフィッティングを行ったところ、よい一致を示したことから外部磁場によって減衰の一定の周期があることがわかった。

$$\beta_c = e^{Ax} \sin(Bx + \theta) \quad (3.41)$$

ただし、フィッティングパラメーターは $A = 0.005$, $B = 0.203$, $\theta = 2.7$ である。それを図 3.36 に示す。パラメーター $B = 0.203$ であることから $B = 2\pi/\Delta H_{\text{ext}}$ で計算すると、外部磁場の間隔 $\Delta H_{\text{ext}} = 31$ Oe ごとに減衰のピークがくることを表している。

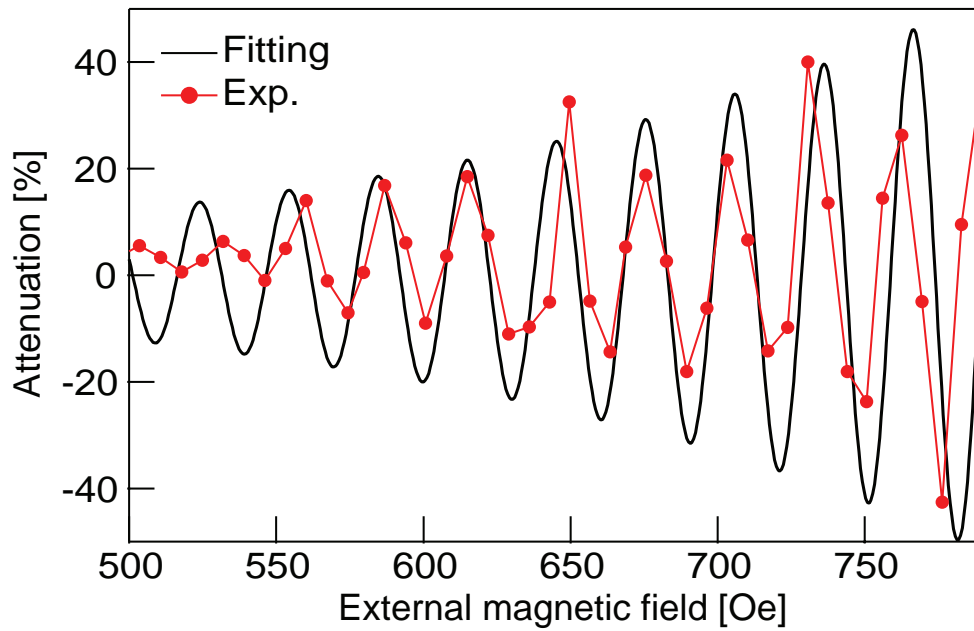


図 3.36: 指数関数的な増加曲線によるフィッティング。

式 (3.41) の指数関数部分は、外部磁場が大きくなるごとに減衰率が指数関数的に増加していることを示している。これはメアンダ $m1, m2$ の減衰バンド幅の間隔が起因していると考え、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59 \sim 726$ Oe の分散関係を求めて比較した。それを図 3.37(a) に示す。外部磁場が大きくなると波数 k に対する傾きが小さくなっていることが分かる。図 3.37(b) では、これらの分散関係に対してメアンダ部分 $w1, w2$ がブラッグ共鳴を発生させる波数である $k_{w1} = 10000$ rad/m, $k_{w2} = 6000$ rad/m に対応する周波数 f_{w1}, f_{w2} を求め、それらの間隔を帯域幅として外部磁場ごとにプロットした。つまり図 3.27 でのメアンダ部分 $m1, m2$ の減衰ディップの間の帯域である。

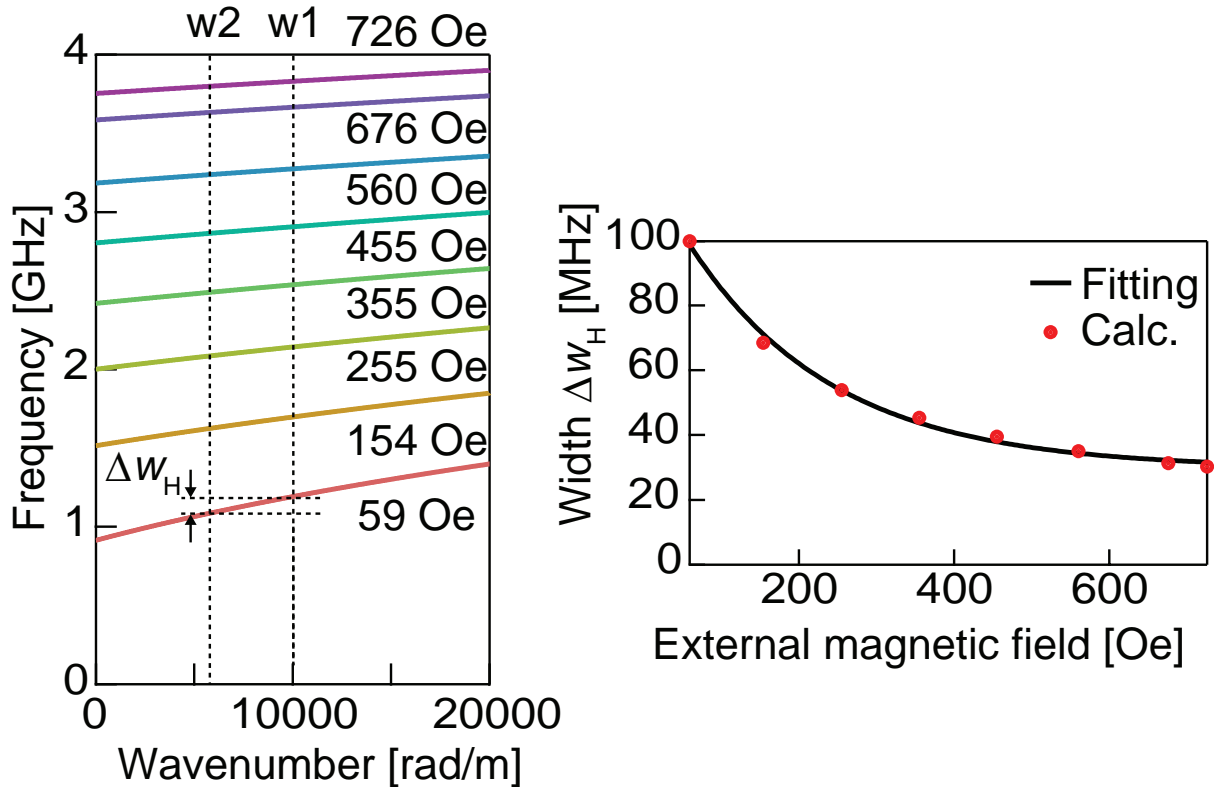


図 3.37: (a) 外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59 \sim 726$ Oe の分散関係。波数は $k = 0 \sim 20000$ rad/m の範囲で示した。(b) ダブル・マグノニック結晶における帯域幅と外部磁場の関係。

図 3.37(b) において、外部磁場が大きくなると帯域幅が指数関数的に減少している。プロット点に対してフィッティングを行うと以下の式で一致した。

$$\Delta w_H = w_0 + w \exp(-A_w \cdot H_{\text{ext}}) \quad (3.42)$$

ただし、フィッティングパラメーターは $w_0 = 2.97 \pm 0.15 \times 10^7$ Hz, $w = 9.48 \pm 0.32 \times 10^7$ Hz, $A_w = 0.0054 \pm 0.004422$ であった。ここで指数関数のパラメーターである A_w に注目すると、式 (3.41) にもある $A = 0.005$ と値がおおむね一致していることから、帯域幅と減衰率が密接に関係していることが考えられた。

外部磁場 $H_{\text{ext}} = 59$ Oe を印加したときのダブル・マグノニック結晶による減衰の帯域幅 $\Delta w_H = 100$ MHz である。一方でスピン波は幅方向量子化の影響もあり 564 MHz の幅があるため、帯域すべてをカバーすることはできていない。しかし外部磁場 $H_{\text{ext}} = 726$ Oe を印加したときのダブル・マグノニック結晶による減衰の帯域幅は $\Delta w_H = 30$ MHz に対して 70 MHz のスピン波帯域があり、ブラッグ共鳴散乱の減衰ディップの広がりを見れば十分にカバーできる帯域になる。さらに減衰強度が大きくなる原因として、外部磁場が大きくなると帯域幅 Δw_H が指数関数的に下がることで帯域幅が狭くなった分、減衰強度が狭帯域に集中して増大したことが考えられる。

周期的な減衰率については、スピン波の位相が

$$\phi(H_{\text{ext}}) = 2\pi H_{\text{ext}} / \Delta H_{\text{ext}} + \theta_0 \quad (3.43)$$

となって変化しており、これはスピン波の位相と変調磁場の間で、空間位相がずれることが起因していると仮定した。この外部磁場による位相ずれを考慮して、透過 $S(y, t)$ ・反射 $R(y, t)$ ・入射

$T(y, t)$ のスピン波の式を表すと

$$S(y, t) = A \sin\left(ky - \omega t + 2\pi \frac{H_{\text{ext}}}{\Delta H_{\text{ext}}}\right) \quad (3.44)$$

$$R(y, t) = B \sin(-ky - \omega t) \quad (3.45)$$

$$T(y, t) = C \sin\left(ky - \omega t + 2\pi \frac{H_{\text{ext}}}{\Delta H_{\text{ext}}}\right) \quad (3.46)$$

となる。 A, B, C はスピン波の振幅を表している。外部磁場による位相ずれは励起したときの初期位相が変化するとしている。

この位相ずれによる減衰率の周期的な変化を確認するために、次節でシミュレーションによる空間分布の解析を行った。

3.6.5 マイクロ電磁界シミュレーションによる解析

表面スピン波のシミュレーションは、図 3.38 に示すように実験と同様にアンテナ間距離 15.5 mm、アンテナ幅 75 μm で行った。セルサイズは図の $x \times y \times z$ に対して 5 $\mu\text{m} \times 5 \mu\text{m} \times 2.55 \mu\text{m}$ で、260 \times 4800 \times 2 のセルを配置した。材料 YIG のパラメータは厚さ 5.1 μm 、飽和磁化 $4\pi M_s = 1755 \text{ G}$ 、交換スティフネス係数 $A_{\text{ex}} = 3.7 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ 、ダンピング定数 $\alpha = 0.00002$ である。ただし、反射波の影響を無くするために両端にダンピング定数 $\alpha = 0.007$ の減衰端を配置している。また、Periodic boundary condition(PBC)を x 軸方向に対して行っている。PBC は対応する軸に対して同じ大きさの領域を付け足すことで、端面の反磁界を無くすることができる。

励起磁場 1.41 Oe, 持続時間 $\Delta t = 10 \text{ ns}$ のマイクロ波パルスによってスピン波を励起させ、伝達したスピン波を x, z 軸による磁化の変化量で検出する。スピン波の進行方向に対して面内垂直方向に外部磁場 $H_{\text{ext}} = 726 \text{ Oe}$ を印加して、表面スピン波を励起させている。ダブル・マグノニック結晶はメアンダ部分 m1 が 75 μm 、メアンダ部分 m2 が 130 μm であり、周期が両方とも $n = 12$ である。シミュレーションにおいては、ダブル・マグノニック結晶による変調磁場を直接セルに印加することで再現している。

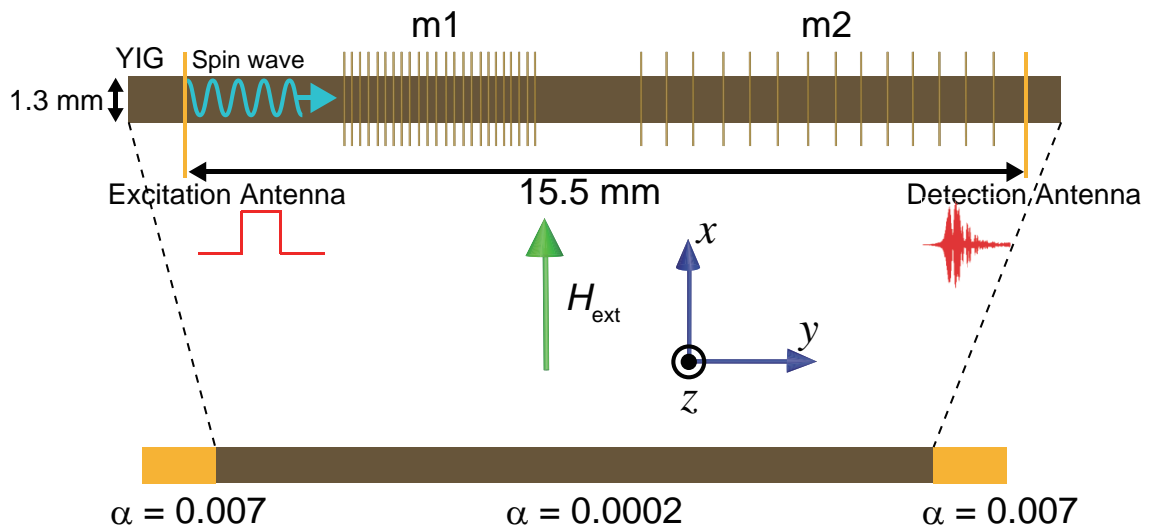


図 3.38: シミュレーションでの表面スピン波伝搬

スピン波の空間分布

スピン波の空間分布を x 軸方向における磁気モーメント m_x の変化量として図 3.39(a) に示す。磁気モーメント m_x は x 軸の正に向いている場合を 1、負に向いているときを -1 として正規化している。スピン波は y 軸方向に進み、波長が最も小さいパッケージは到達時間 $t = 200 \text{ ns}$ において 8.0~10.0 mm の距離を進んだ。このパッケージ部分に対して、幅方向の中心部分のみを取り出したのを図 3.39(b) に示す。この図から異なる波数のスピン波が複数存在していることが確認できた。これらの波数を算出するために、図 3.39(b) の空間分布からフーリエ変換を行った。それを図 3.39(c) に示す。最大ピークが波数 $k = 13144 \text{ rad/m}$ であり、次のピークが $k = 4091 \text{ rad/m}$ であった。実験により求めた波数 $k = 5000 \text{ rad/m}$ の範囲内であることが確認されたことから、実験と同等の波数でスピン波を励起することができた。

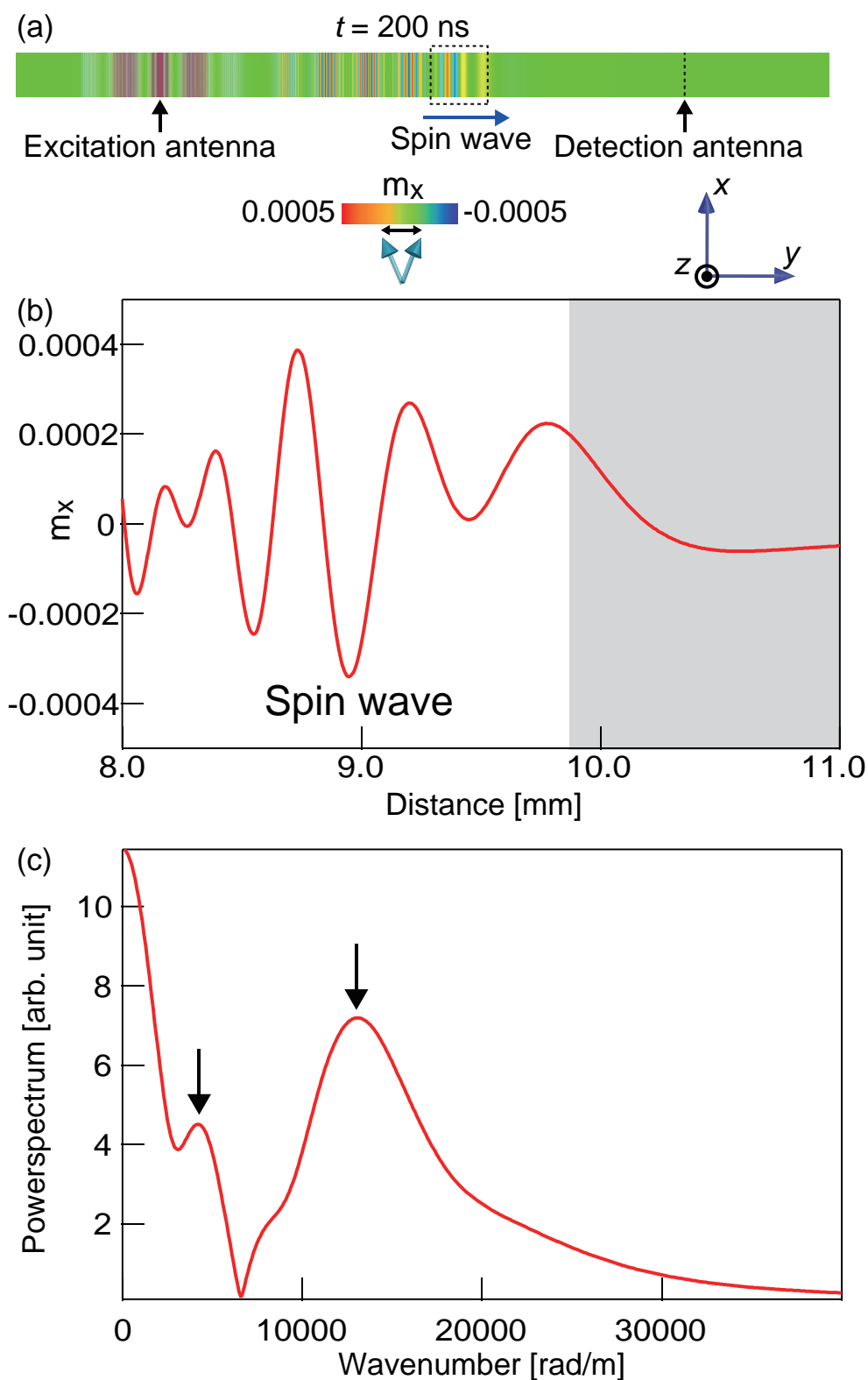


図 3.39: (a) 到達時間 $t = 200 \text{ ns}$ のときのスピン波の空間分布。(b)1次元におけるスピン波パケットの空間分布。(c)空間分布でのフーリエ変換。

ダブル・マグノニック結晶による減衰効果

外部磁場 $H_{\text{ext}} = 726$ Oe を印加したときの表面スピン波の実時間波形を図 3.40 の挿入図に示す。変調磁場を印加しないときは到達時間 $t = 350$ ns にスピン波パッケージがある。変調磁場を印加すると明確なパッケージの減衰があり、振幅比では 31.8 % の減衰率であった。

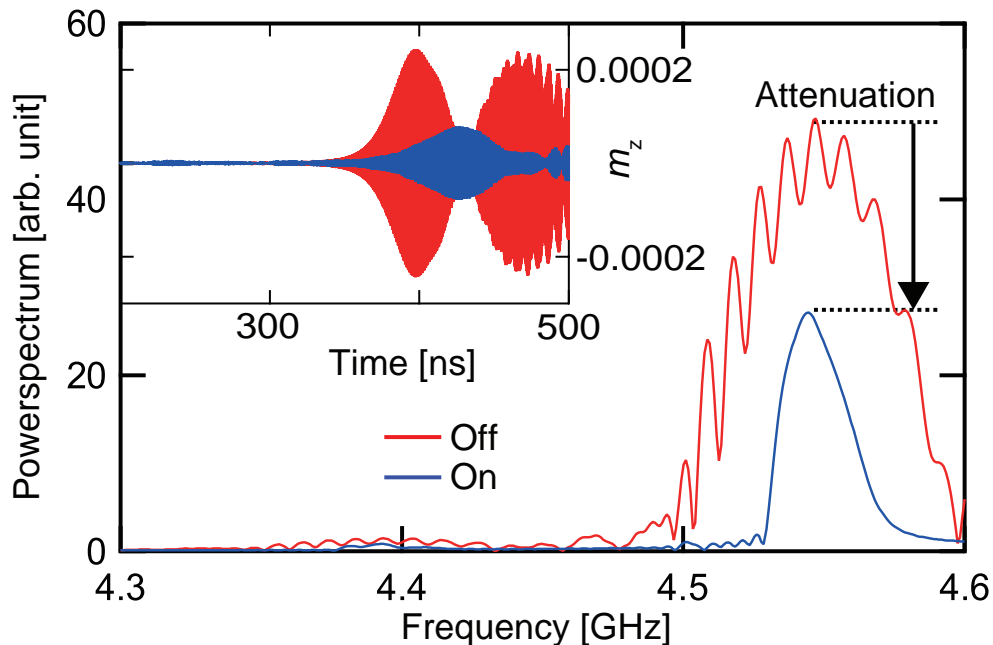


図 3.40: 外部磁場 $H_{\text{ext}} = 955$ Oe を印加したときの表面スピン波の減衰効果。実時間波形をフーリエ変換した周波数スペクトル。挿入図はスピン波の実時間波形

実時間波形をフーリエ変換した周波数スペクトルを図 3.40 に示す。周波数範囲は $4.5 < f < 4.6$ GHz であり、明確な減衰があり実験と同等の減衰効果を確認した。シミュレーションでは帯域全体が減衰しており、減衰後のスペクトルは 4.55 GHz の単一なスペクトルが観測された。この周波数はダブル・マグノニック結晶の m_1, m_2 の減衰バンドにおける中間の周波数であり減衰効果が小さい帯域であると考えられた。しかし、メアンダ m_1 に対応する 4.54 GHz とメアンダ m_2 に対応する 4.57 GHz に関してはノイズレベルまでスペクトルが減衰しており、ダブル・マグノニック結晶における減衰効果がシミュレーションにおいても実現できている。

変調磁場の強度による減衰率依存性

変調磁場を $H_{\text{DMC}} = 0 \sim 412$ Oe まで掃引して減衰率依存性を解析したものを図 3.41 に示す。変調磁場が $H_{\text{DMC}} = 100$ Oe になったときに SNR が急激に上昇し、その後は飽和するようになだらかに上昇している。そのため、変調磁場 $H_{\text{DMC}} = 100$ Oe がダブル・マグノニック結晶の減衰効果が発生するための閾値となっていることがわかった。

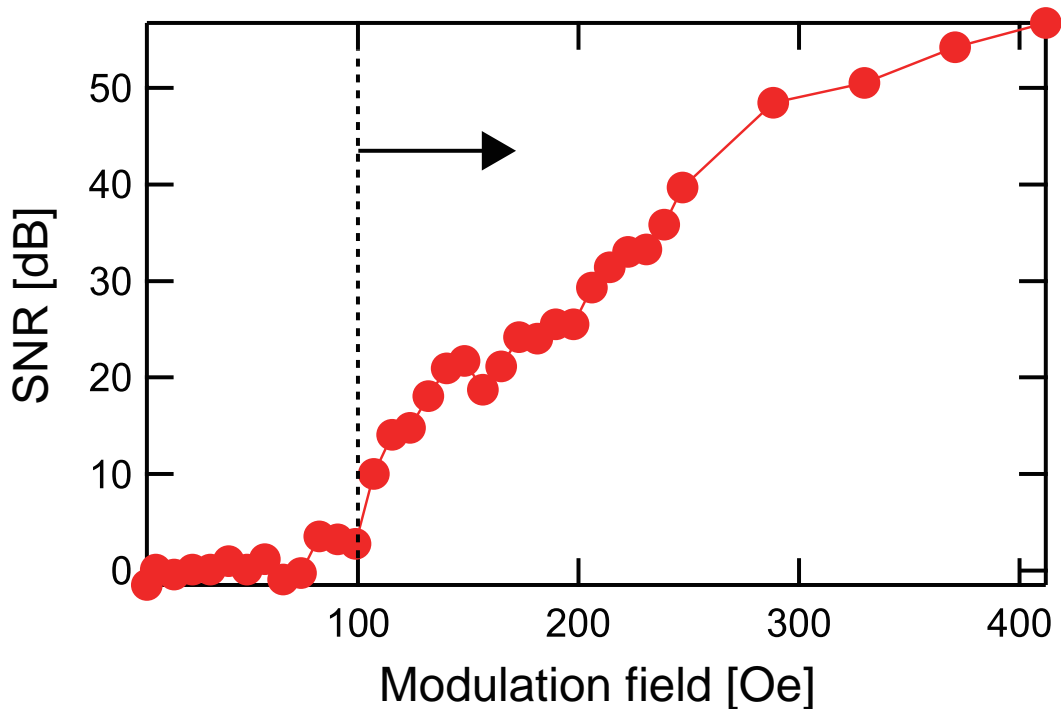


図 3.41: 変調磁場による減衰率依存性。変調磁場 100 Oe を境界に SNR が急激に上昇しており、減衰効果が表れる閾値となっている。

外部磁場での減衰率依存性と空間位相

図 3.42 では、実験と同様に外部磁場による減衰率依存性を測定した。外部磁場が大きくなるにつれて、減衰率が小さくなっており、実験での図 3.34 と逆の結果になっている。これは PBC によって幅方向量子化の影響を無視したことで、外部磁場が小さいときでも帯域が 100~200 MHz と狭くなっており、ダブル・マグノンニック結晶による減衰帯域 $\Delta\omega_H \sim 100$ MHz に対して十分にカバーできる帯域になっていたためである。本実験で減衰効果を示した外部磁場 $H_{\text{ext}} = 726$ Oe を印加したときは、幅方向量子化が検出できていない。そのため、幅方向量子化を無視している。

また、外部磁場 $H_{\text{ext}} > 500$ Oe になると減衰率が 40 % 付近で一定になっていることがわかる。これを議論するため、減衰率は外部磁場と変調磁場の比である $\Gamma_{MC} = H_{MC}/H_{\text{ext}}$ を定義し、外部磁場ごとに求めたものを図 3.42 の右側の縦軸に示す。スピン波は変調磁場によって磁化が傾くことによって障壁が発生することで減衰する。その傾きが大きい方がトルクが働きやすくなるため、減衰が大きくなる。すると、上記の比が大きいほど減衰効果は大きくなる。そのため、外部磁場 $H_{\text{ext}} < 500$ Oe の範囲においては外部磁場が小さい方が減衰率が大きいと考えることができる。

一方で外部磁場が大きくなると、磁化の歳差角が小さくなりスピン波の振幅も小さくなる。そのため、 Γ_{MC} が小さくなると同時にスピン波の振幅も小さくなることから、つり合いが生ずる。外部磁場 $H_{\text{ext}} = 500$ Oe 以降で Γ_{MC} の傾きが緩やかになっていることが分かる。その結果減衰率がほとんど一定になると考えられる。

外部磁場 $H_{\text{ext}} > 500$ Oe のときは明確な減衰率の周期が見られ、その間隔は 30 Oe と実験と一致している。これを議論するために、スピン波の空間分布を図 3.43 に示す。減衰率の周期があるときの外部磁場 $H_{\text{ext}} = 560 \sim 630$ Oe を例として示す。図 3.43 に示す点線 1 については外部磁場 $H_{\text{ext}} = 560$ Oe, 620 Oe が同位相となっており、点線 2 については外部磁場 $H_{\text{ext}} = 600$ Oe, 630 Oe が同位

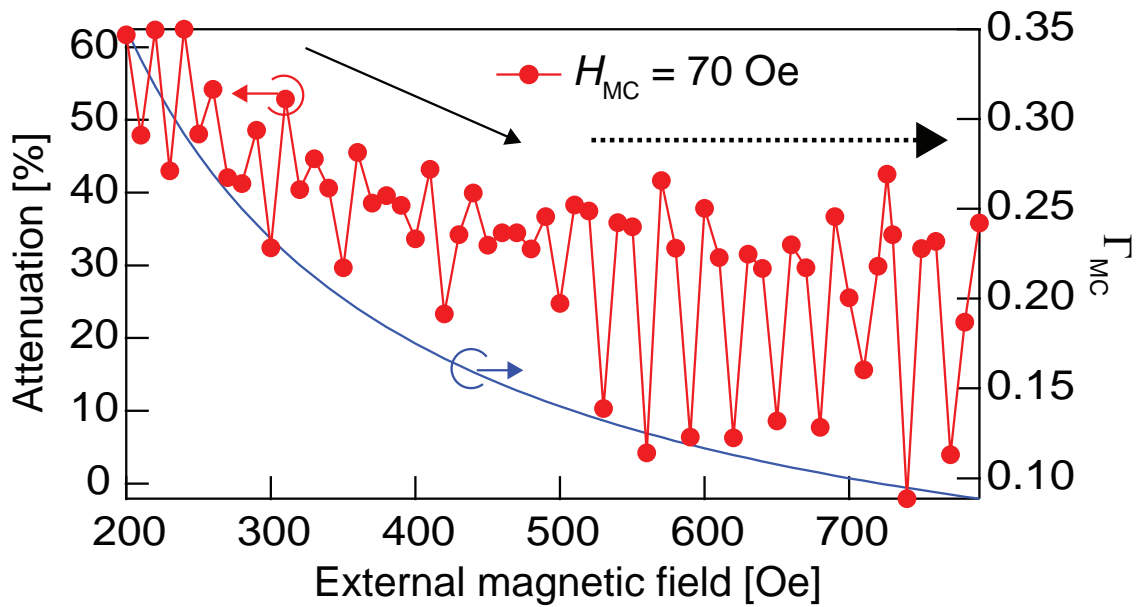


図 3.42: 変調磁場による減衰率依存性。

相となっている。点線 1 については減衰率が低いときの外部磁場であり、点線 2 では減衰率が低いときの外部磁場である。点線 1 と 2 の間隔は 0.06 mm であり、メアンダ部分 m1 の半周期分の長さ 0.15 mm に満たないずれが生じている。つまり点線 1 のスピン波は変調磁場と空間の位相がずれている一方で、点線 2 についてはスピン波と変調磁場の空間の位相が同相になっているために減衰率が高いと考察することができる。波数はアンテナ幅で決定されるため外部磁場に依らず一定とすると、位相ずれは外部磁場の変化による波数の位相変化が起因している。

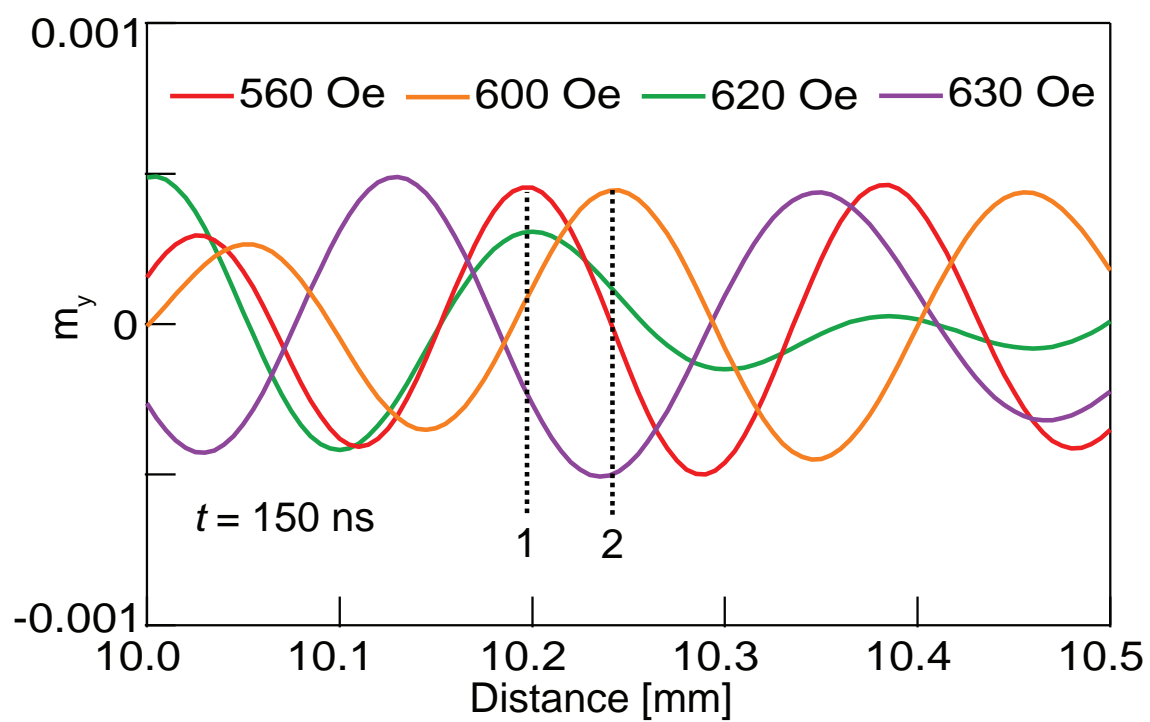


図 3.43: 外部磁場ごとの空間分布。

3.7 まとめ

本研究ではスピン波帯域全体をカバーする減衰バンド実現のため、2つの異なる周期の変調磁場を印加できるダブル・マグノニック結晶を作製した。周波数スペクトルにおける強度比はピーク周波数で95%、スピン波帯域全体で75%の減衰があり、明確なスピン波パケットの消失があった。また、パルス電流を使用して動的にスピン波パケットの通過・停止制御ができ、ナノ秒での高速スイッチングを実現できた。

変調磁場によるスピン波の減衰率の解析のため、微小な外部磁場変化による減衰率依存性を測定した。その結果、外部磁場20 Oeの変化で、80%の減衰率の変動幅を観測した。この原因をシミュレーションによって解析を行った結果、微小な外部磁場変化によってスピン波の空間的な位相ずれが発生していた。この結果から、変調磁場によるスピン波の減衰率は、変調磁場とスピン波の相対位相に大きく起因していることを明らかとした。

ダブル・マグノニック結晶による高速スイッチング機構を微細化すれば、スピン波の速度に対応してさらなる高速スイッチングが可能になり、トランジスタ機構の応用が期待できる。

第4章 スピン波帰還構造を用いたスピン波増幅

4.1 目的

前節ではバルク試料におけるスピン波スイッチングの制御を実現した。スピン波デバイスへの応用のため、微細化が必要になる。しかし、スピン波には磁気摩擦によって伝搬時に減衰が起こるといふ本質的な欠点がある。

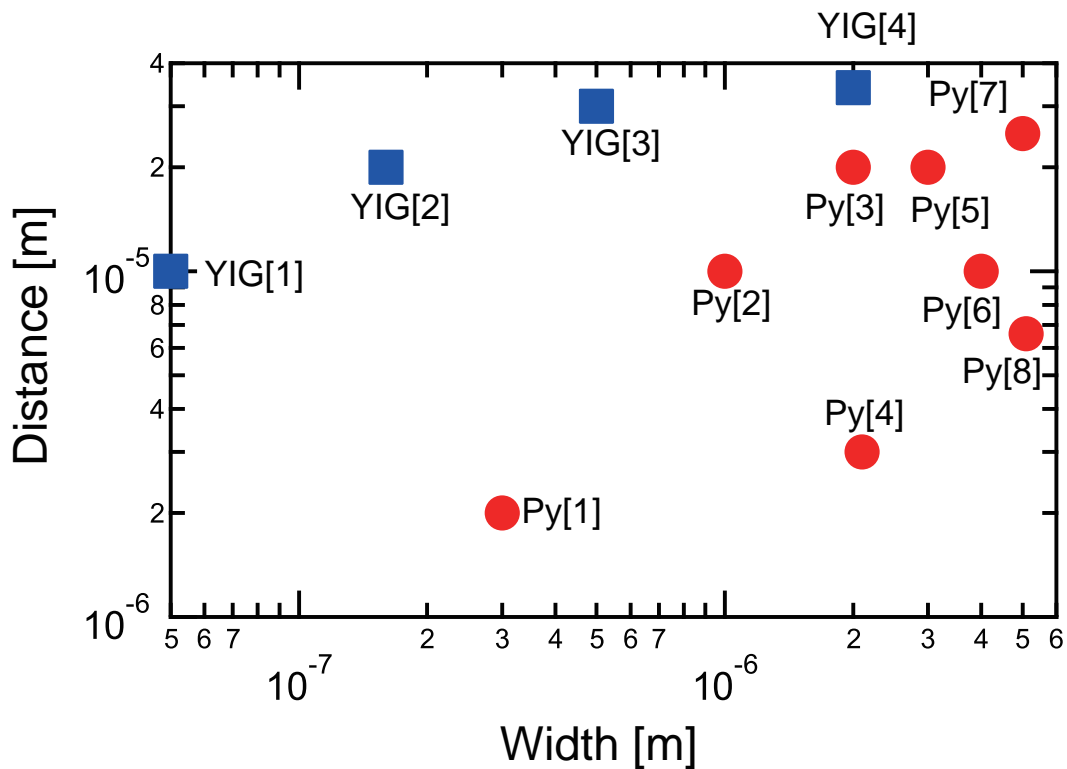


図 4.1: スピン波伝搬における細線と伝搬距離の依存性

この図 4.1 と表 4.1 はスピン波の線幅と伝搬距離の依存性を示している。強磁性金属であるパーマロイ薄膜 (Py: Permalloy) の場合 (磁気ダンピング $\alpha = 0.02$)、線幅 $2 \mu\text{m}$ に対して $10 \mu\text{m}$ まで伝搬する。磁性絶縁体である YIG 薄膜の場合 (磁気ダンピング $\alpha = 0.001$) 線幅 50nm に対して $10 \mu\text{m}$ の伝搬が観測されている。しかし、スピン波素子が多段化した場合、数段目以降でスピン波が減衰してしまい制御機構を活用できない。そのため、スピン波素子の実用化のために、スイッチング機構の開発に加えて増幅機構の開発が必要になる。

表 4.1: スピン波伝搬における細線と伝搬距離の依存性の一覧

材料	番号	文献	線幅 [μm]	伝搬距離 [μm]
YIG	1	[78]	0.05	10
	2	[81]	0.16	20
	3	[79]	0.5	30
	4	[80]	2	34
Py	1	My sample	0.3	2
	2	[77]	1	10
	3	My sample [71]	2	20
	4	[76]	2.1	3
	5	[74]	3	20
	6	[75]	4	10
	7	[76]	5	25
	8	[74]	5.1	6.6

スピン波増幅には、励起そのものを強くする手法がある。スピン波は強励起するとソリトン化し、波束の分散と収束が釣り合うことで減衰が抑制される [17]。しかし、ソリトンは非線形効果のため、励起を強くするとスピン波信号の位相に不安定性が生じ、制御された増幅信号になり得ない [60]。また、ソリトン形成するには非線形応答時間というスピン波を励起させ伝搬する間の時間を確保しなければならない。しかし、スピン波素子を小型化した場合には非線形応答時間に対して伝搬時間が短くなるため、理論的にも微細化した試料でのソリトン化は難しいとされている。

微細化試料でスピン波を増幅させる手法として、パラメトリックポンピングという励起したい周波数に対して2倍の周波数で励起する手法がある。しかし、この原理も非線形効果でありスピン波カオスのようにスピン波信号の情報を保持できない可能性がある [70,72]。また、現在行われている研究では増幅効率が悪く、実際に強磁性薄膜であるパーマロイを使用した実験では電流密度は $100 \text{ mW}/(50 \text{ nm} \times 650 \text{ nm} \times 100 \mu\text{m}) = 1.38 \times 10^{16} \text{ A/m}^3$ であった [68]。(後に述べるスピン波帰還構造では電流密度 $210 \text{ mW}/(83 \text{ nm} \times 2 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}) = 3.9 \times 10^{15} \text{ A/m}^3$ であり、およそ1/3の電流密度で増幅を実現)。そのため、単純な直線状の導波路ではスピン波の制御は難しいと考えた。

スピン波を平面的な制御をするにあたり、曲線状の導波路を用いてスピン波を伝搬させたものがある [61,69]。この研究では、線幅 $0.5 \mu\text{m}$ の曲線型の試料を用いてスピン波の伝搬方向を変えている。本来曲線部を伝搬することによってスピン波のモードが変わることで減衰が生じてしまうところを、曲線部の内部磁場勾配を利用してモード変換をしてもスピン波を減衰させずに伝搬させた実験である。本研究では、曲線伝搬をスピン波増幅に利用できないかと考えた。

そこで本研究では、図 4.2 に示すスピン波帰還構造を微細加工によって作製し、スピン波の増幅機構の開発を目指す。増幅は直線型の導波路にリング型ループ回路を接続したスピン波帰還構造によって行う。直線部を伝搬したスピン波は、干渉点 β でループ回路に流入する。ループ回路を伝搬したスピン波は干渉点 α まで戻る。この右回りのスピン波伝搬がループ回路を周回することで、干渉点 α, β で波による干渉で強め合い、徐々に増幅させることができる。

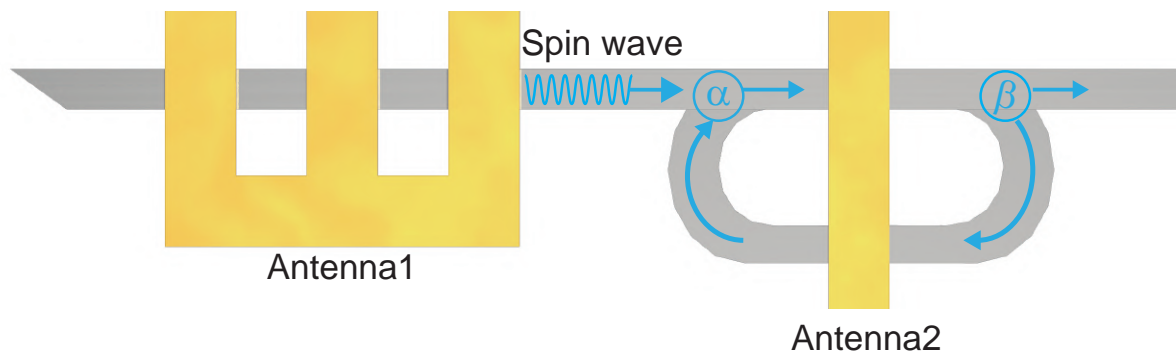


図 4.2: スピン波帰還構造

伝搬したスピン波は増幅アンテナによるスピン波と干渉して強め合い増大される。その後分岐 β からリング型ループ回路にスピン波が伝搬し、マグノニック結晶を通過して分岐 α に戻る。スピン波ループ回路を繰り返し伝搬することにより分岐での干渉による強め合いで増幅していく。

この章では、マイクロメートルスケールでの曲線伝搬を用いたスピン波帰還構造を作製し、高効率な増幅機構の作製を目指す。本実験では直線のみ参照試料と比較することで、増幅率の評価を行い、スピン波帰還構造が増幅器として有用であることを示す。

4.2 理論

4.2.1 強励起によるスピン波の非線形効果

スピン波を強励起すると、スピン波ソリトンが形成される。スピン波ソリトンは、波束が収束・分散が釣り合っている状態を指し、伝搬してもスピン波の波束がほとんど一定で伝搬できる。[17] また、スピン波のモードによって条件があり、以下の式で表される [18]。

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 k} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial |u|^2} > 0 \quad (4.1)$$

ただし、 $\partial^2 \omega / \partial^2 k$ は分散パラメータと呼ばれ、分散関係の傾きによって決まる。MSSW では上に凸であるため $\partial^2 \omega / \partial^2 k$ になり、BVMSW では下に凸なので $\partial^2 \omega / \partial^2 k$ になる。変数 N は非線形パラメータと呼ばれ、磁化の向きによって正負が決定される。磁化が面内方向を向いているときである MSSW と BVMSW では $N < 0$ であり、面直方向を向いている FVMSW では $N > 0$ である。そのため、式 (4.1) を満たすのは BVMSW のみとなる。

実験概略図を図 4.3 に示す。スピン波導波路としてイットリウム鉄ガーネット (YIG) を使用し、厚さ $5 \mu\text{m}$ 、全長 21 mm 、幅 1.3 mm で両端を 45° にカットしており、端から来たスピン波の伝搬を 90 度変えて分散関係から逸らすことで減衰させている。

図 4.3 より外部磁場は z 軸方向に印加しているため、励起されるスピン波は MSBVW になる。スピン波を励起するため、連続波に対して高速 RF スイッチを使用し、持続時間 $T_0 = 10 \text{ ns}$ の高周波パルスを入力した。周波数は $f_{\text{CW}} = 5.8 \text{ GHz}$ 電力は増幅器を用いて最大 3 W まで入力した。

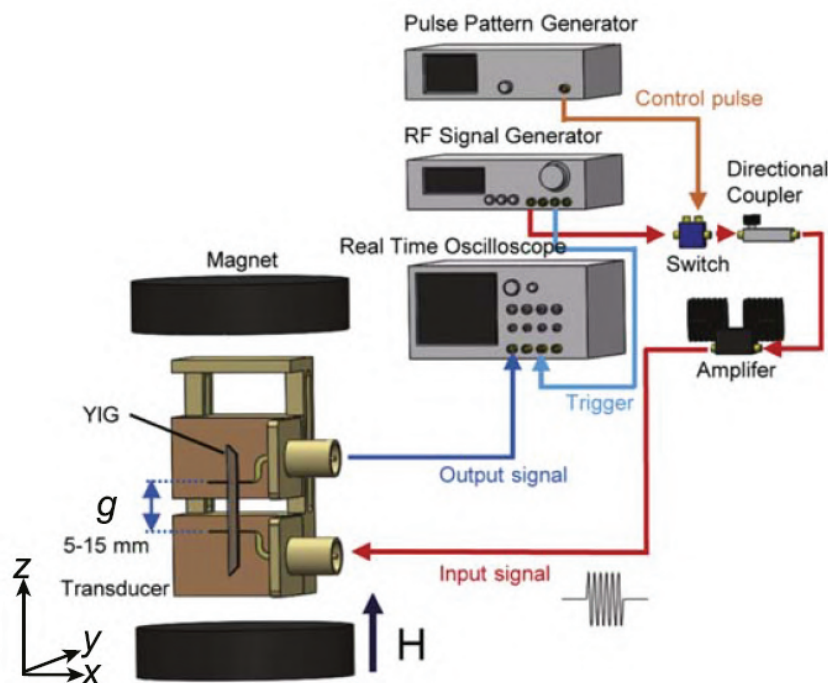


図 4.3: スピン波ソリトンの実験概略図

MSBVW のスピン波において、アンテナ間距離 $d = 5 \text{ mm}$ 、パルス幅 $t = 10 \text{ ns}$ での入力パワー依存性を 4.4 に示す。外部磁場は $H_{\text{ext}} = 1410 \text{ Oe}$ を印加しており、図 4.4 のパワーは V_{SW}/Z_0 ($Z_0 = 50\Omega$) スピン波の誘導起電力から計算した。

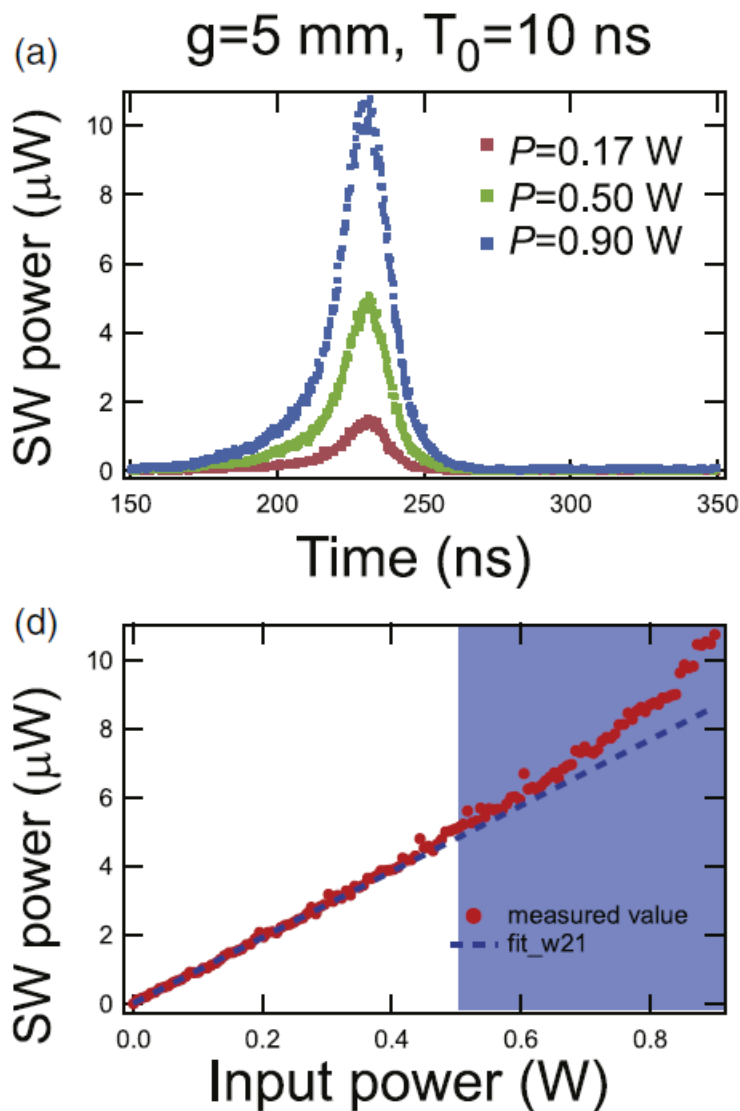


図 4.4: スピン波ソリトンの入力パワー依存性

図 4.4(a) の実時間波形におけるスピン波電力より、励起電力 $P = 0.17 \text{ W}$ から 0.90 W にかけてスピン波強度が急激に増大している。この急激なスピン波電力の増大が非線形効果であることを確認するため、入力電力におけるスピン波電力依存性を測定した。その結果を図 4.4(b) に示す。電力 $P = 0.47 \text{ W}$ までは線形的にスピン波電力が増加しているが、電力 $P = 0.47 \text{ W}$ 以降は線形増加から逸脱し、急激な増加が見られている。このスピン波は非線形領域であり、ソリトン形成ができたことを表している。

パラメトリックポンピングによるスピン波増幅

スピン波ソリトンは強励起による非線形効果によってスピン波電力が増大した。しかし、スピン波ソリトンの研究はバルクサイズでの研究がほとんどである。また、理論的にも導波路が小型化するとソリトン化するのに必要な非線形応答時間に対して伝搬時間が短くなり、ソリトン化が難しいとされている [73]。そのため、スピン波素子の微細化に向けては利用が難しい。

微細化した試料に利用できる非線形効果として、パラメトリックポンピングによるスピン波増幅がある。パラメトリックポンピングは、スピン波に対して2倍の周波数 ($2f$) を使用する。エネルギー保存則によりペアとしてスピン波 (f) が励起され、運動量保存の法則より正負の波数 $k, -k$ が励起される手法である [70]。

パラメトリックポンピングは、身近なものとして図 4.5 のようなブランコの振動がある。ブランコの振動に対して、支柱の重心を2倍の周期で振動させるとブランコの振動を最も効率よく増幅させることができる。

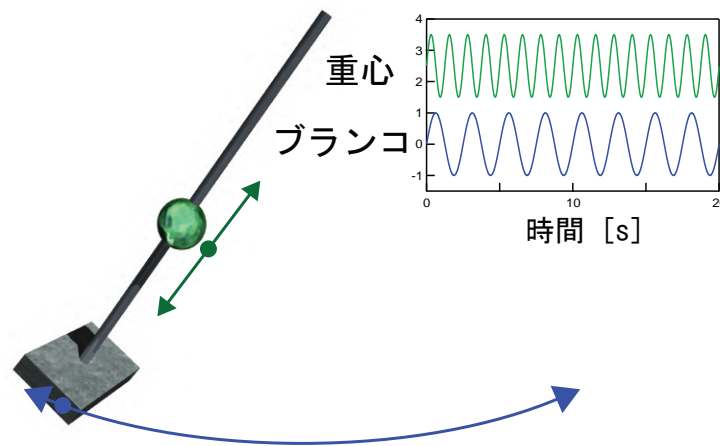


図 4.5: パラメトリックポンピングの身近な例 ブランコの振動

マイクロメートルサイズの試料において、パーマロイ薄膜で作製した細線状のスピン波導波路を使用してパラメトリックポンピングの発生を研究した論文がある [68]。スピン波でのパラメトリックポンピングの発生原理として、図 4.6 よりスピン波の分散関係上の周波数に対して2倍の周波数を入力することでスピン波を励起させ、運動量保存則によって $k, -k$ の波数を持ったスピン波が双方向に励起される [59, 70]。

使用している導波路はパーマロイ薄膜であり、図 4.7 のような細線の導波路を使用している。導波路は $\text{Cu}(120)/\text{SiO}_2(30)/\text{NiFe}(30)/\text{SiO}_2(5)$ で構成されている。線幅は 650 nm であり、長さが $20 \mu\text{m}$ である。外部磁場は $H_{\text{ext}} = 700 \text{ Oe}$ を図 4.7 により x 軸方向に印加している。銅に持続時間 500 ns のパルス電流を印加している。このパルス電流は外部磁場 H_{ext} を調整するために印加している。スピン波の測定はブリルアン散乱分光法 (BLS) を用いて測定した。BLS 強度はパーマロイ細線の試料表面のスピン波強度を表している。

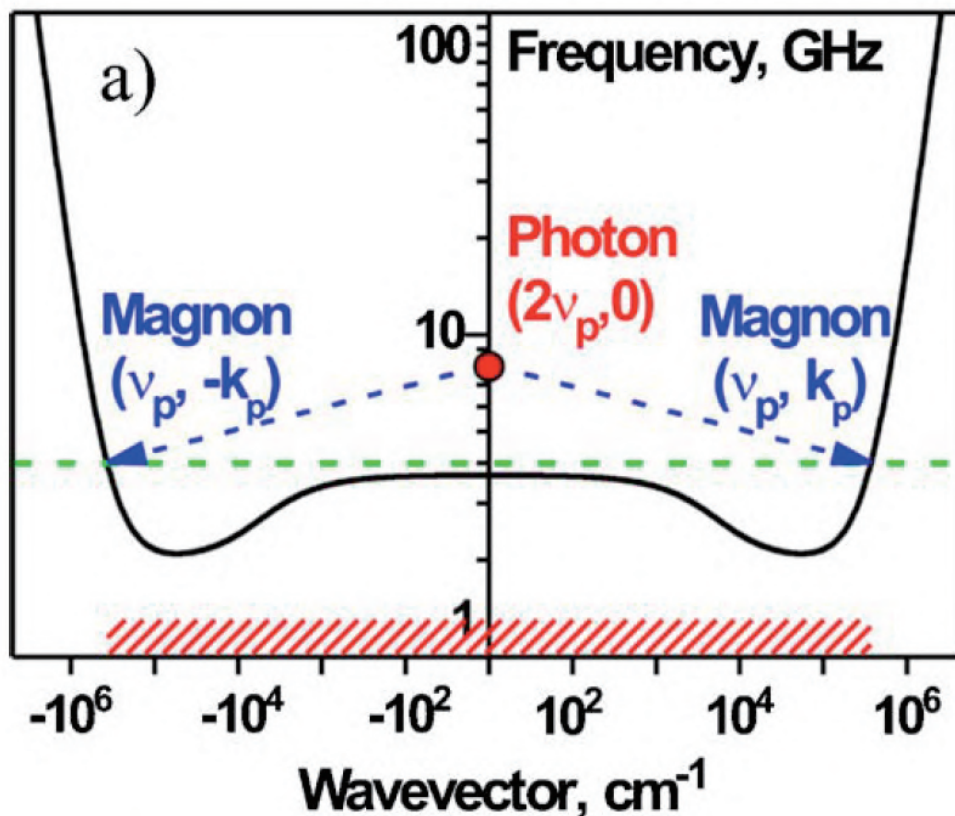


図 4.6: スピン波におけるパラメトリックポンピングの発生原理 [59]

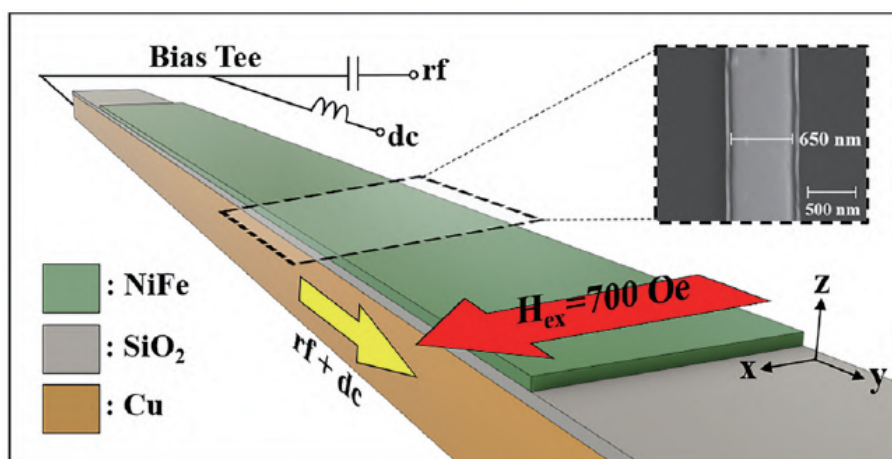


図 4.7: パラメトリックポンピングのために使用したパーマロイ薄膜の細線。外部磁場は x 軸方向に $H_{\text{ext}} = 700 \text{ Oe}$ 印加している。

図 4.8 の上図では、入力電力 $P = 100 \text{ mW}$ のときの周波数依存性を示している。励起周波数 $f = 11.2 \text{ GHz}$ のときに BLS 強度のピークが観測できている。このとき周波数ピークは $f_{\text{SW}} = 5.6 \text{ GHz}$ であり、励起周波数の半分の周波数のスピン波が観測され、パラメトリックポンピングが観測できたことを表している。

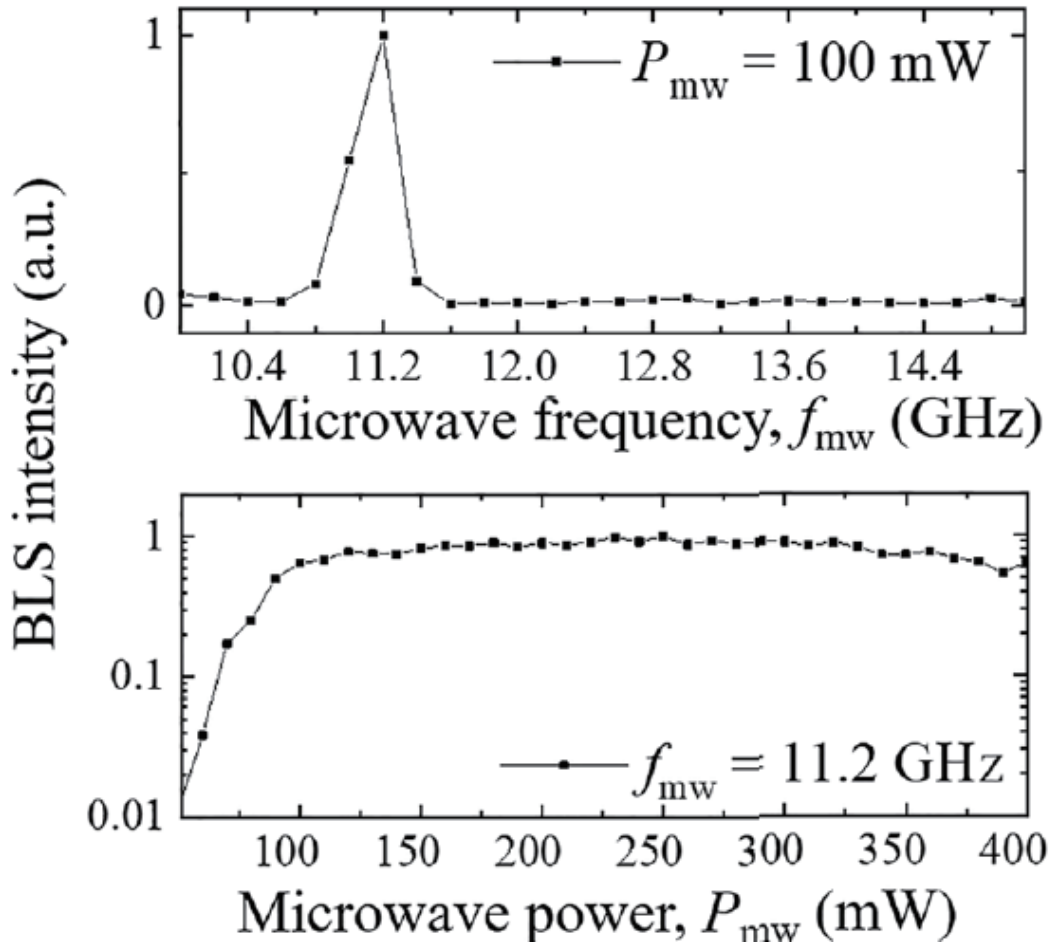


図 4.8: 外部磁場 $H_{ext} = 700$ Oe を印加したときの正規化された BLS 強度。上図は入力電力 $P = 100$ mW での周波数依存性を示している。下図は周波数 $f = 11.2$ GHz を励起したときの入力電力依存性を示している。BLS 強度はスピン波の周波数である $f_{sw} = 5.6$ GHz としている。

図 4.8 の下図では励起電力 $50 < P < 400$ mW の間でのスピン波強度依存性をしてしている。入力電力が 80 mW あたりでスピン波強度が急激に上昇しており、100 mW 付近で飽和している。この結果から、およそ 100 mW 付近でパラメトリックポンピングの閾値があると考えられる。パラメトリックポンピングに必要な電力を電流密度の点から換算すると、電流密度は $100 \text{ mW} / (50 \text{ nm} \times 650 \text{ nm} \times 100 \text{ } \mu\text{m}) = 1.38 \times 10^{16} \text{ A/m}^3$ となった。

スピン波カオス

強励起の手法として、スピン波ソリトンの形成やパラメトリックポンピングがあるが、さらに大きなパワーで励起すると位相や振幅の情報が失われてしまうカオス状態になる [60]。

この研究では図 4.9 に示す実験セットアップで行っている。スピン波信号を周回させる回路を構成し、スピン波強度を制御するための減衰器と広帯域の高周波増幅器を配置している。スピン波の検出は方向性結合器を利用してスピン波信号を取り出し、オシロスコープとスペクトラムアナライザーで測定している。

スピン波導波路として、図 4.9 に示す長方形の YIG を使用した。YIG は厚さ $13.6\ \mu\text{m}$ 、幅 $2\ \mu\text{m}$ である。アンテナ間距離は $3.75\ \text{mm}$ であり、外部磁場はアンテナに平行な向きに $H_{\text{ext}} = 1089\ \text{Oe}$ を印加しているため、MSSW のスピン波が励起される。

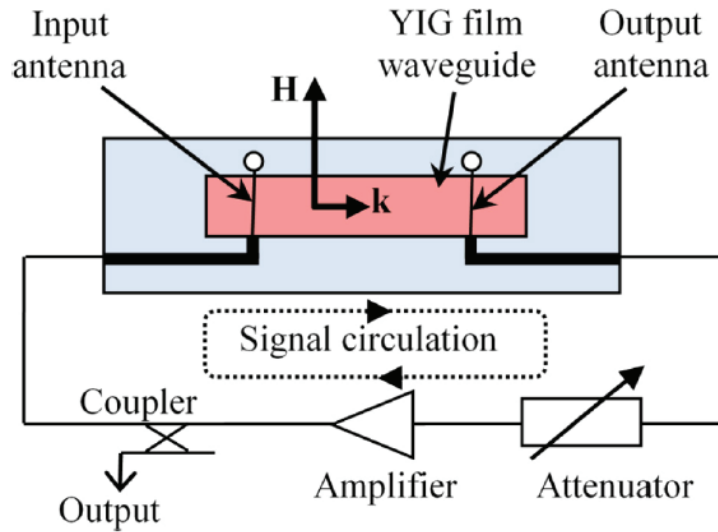


図 4.9: スピン波カオス信号検出のための実験概略図

カオス信号の検出のため、単一ピークが検出された周回ごとの利得を $G = 0\ \text{dB}$ と定義し、少しずつ増大させた。励起周波数は $f_0 = 5.227\ \text{GHz}$ を使用した。利得 $G = 0.61\ \text{dB}$ のときのスピン波の実時間波形を図 4.10 に示す。波形はサイン波の形をしていて、位相と振幅の情報は保持できている状態である。

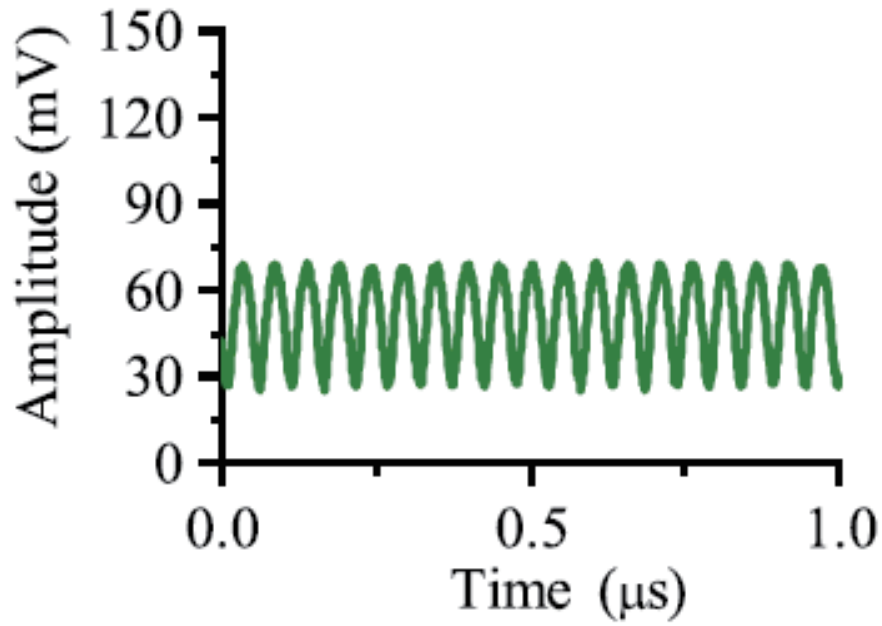


図 4.10: 利得 $G = 0.61$ dB におけるスピンの実時間波形

さらに利得 G を上昇させていき、 $G = 0.96$ dB, $G = 1.2$ dB におけるスピンの実時間波形を測定した。その結果を図 4.11 に示す。それぞれの波形は位相・振幅の情報が崩れており、うなりが生じている。これは、スピン波強度の上昇で周波数分散が大きくなり、複数の周波数が励起されたのが原因であり、隣り合う周波数の差分周波数 Δf がうなりとして生じている。

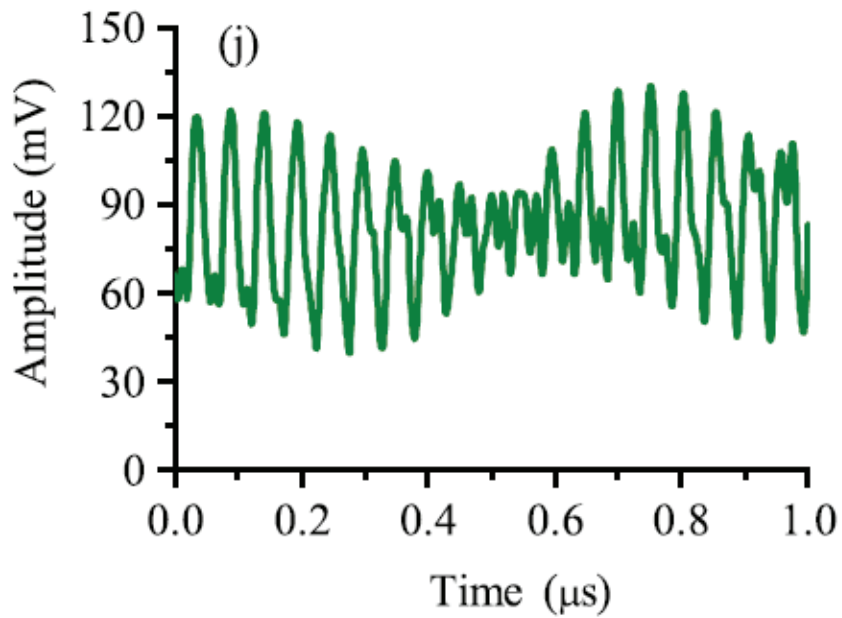
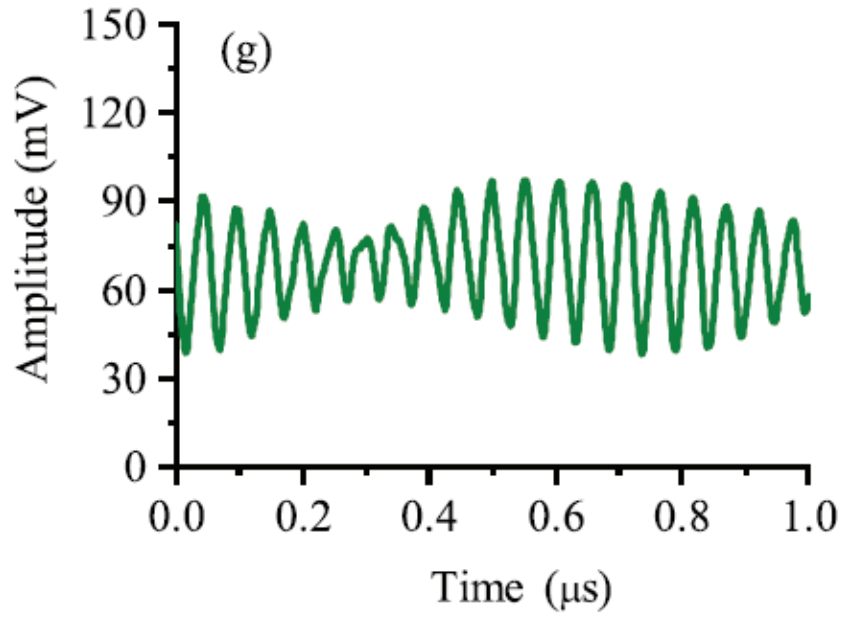


図 4.11: (a) 利得 $G = 0.96$ dB におけるスピンの実時間波形 (b) 利得 $G = 1.2$ dB におけるスピンの実時間

この結果から、スピン波強度が増大していくと非線形効果が生じ、スピン波振動の不安定性が生じることが明らかとなった。

4.2.2 曲線導波路におけるスピン波伝搬

前述の研究から、強励起によるスピン波ソリトンやパラメトリックポンピングによるスピン波増幅は電流密度の点で増幅効率が悪く、また非線形効果によるスピン波カオスによって振幅と位相の情報が崩れる可能性がある。これらの先行研究から、直線状の導波路の制御では限界があると考え、スピン波の平面制御に着目した。平面制御の研究において、曲線導波路を用いたスピン波伝搬の方向転換がある。

スピン波は MSSW, BVMSW, FVMSW があるが、外部磁場の印加方向はそれぞれ図 2.4, 2.8, 2.9 よりスピン波の進行方向 k に対して面内平行に垂直方向、 k に対して面内平行に平行方向、 k に対して面内垂直の方向に印加する。平面的な制御においては FVMSW が有利であるが、磁化を垂直に立たせる必要があり、導波路の材質によって 0.2~2 T の高い外部磁場を印加しなければならない。

それに対し、面内平行に磁場をかける MSSW と BVMSW は必要な外部磁場が 0.001~0.01 T であり、FVMSW と比較して小さい磁場でスピン波を励起できるため、実用化に向いている。以下に表を示す。

表 4.2: スピン波モードにおける磁場と面内制御の関係

モード	印加磁場	面内制御	群速度
MSSW	small	difficult	fast
BVMSW	small	difficult	slow
FVMSW	large	easy	slow

例として、外部磁場 $H_{\text{ext}} = 400 \text{ Oe}$ を印加したときのパーマロイ薄膜における群速度の関係を図 4.12 に示す。

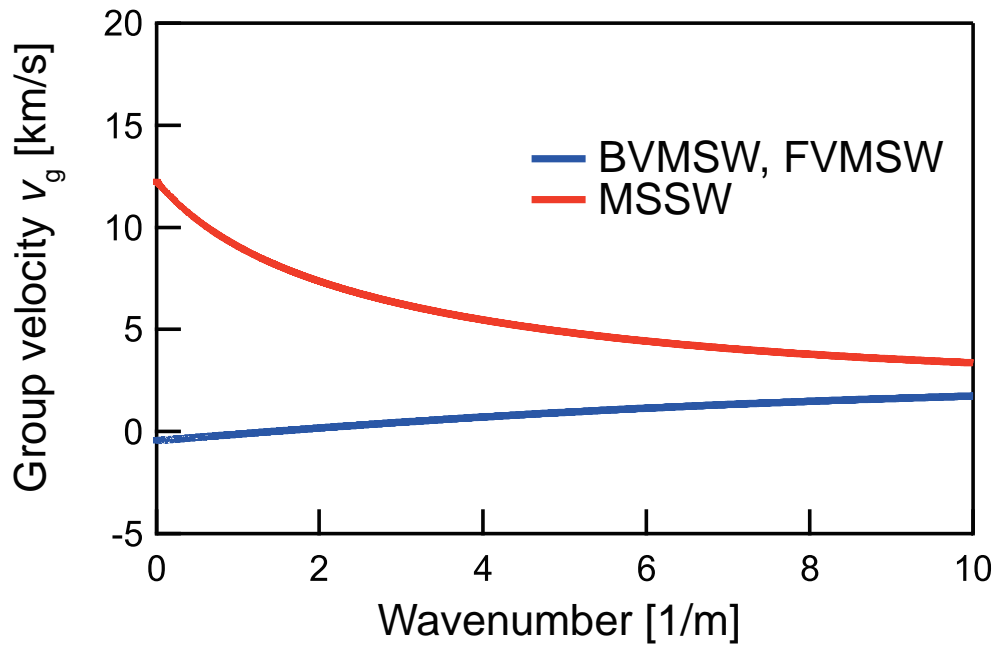


図 4.12: パーマロイ薄膜におけるスピン波のモードごとの群速度

MSSW の場合、群速度の最大が 11.9 km/s で最大であり、一方 BVMSW, FVMSW は最大で 1.74 km/s であるため MSSW の方が群速度が大きいことがわかる。ただし、FVMSW は面内垂直に磁化を立たせる必要があるため、スピン波を励起するための有効磁場は $H_{\text{eff}} = H_{\text{ext}} - M_s$ となる。そのため、飽和磁化パーマロイ薄膜の場合 $H_{\text{ext}} = 2 \text{ T}$ 以上が必要になり、MSSW や BVMSW と比較して大きい外部磁場が必要になる。この結果から、MSSW と BVMSW の両方のモードによって平面制御を行うことができれば、群速度の速さと外部磁場の小ささの観点から実用化に向いている。

バルク試料での曲線伝搬

曲線導波路にスピン波を伝搬させる論文として、イットリウム鉄ガーネット (YIG) を導波路として使用し、曲線導波路の内部磁場勾配を用いてモード変換を実現させてスピン波を伝搬させたものがある [61]。

曲線型のスピン波導波路は厚さ $d = 10 \mu\text{m}$ 、線幅 $w = 0.5 \text{ mm}$ 、曲率 $R = 2.5w = 1.175 \text{ mm}$ 、直線部の長さは $3w$ となっている。図 4.13 より入力をアンテナ P_{in} 、出力をしアンテナ P_{out} として、スピン波による誘導起電力をベクトルネットワークアナライザで測定した。入力部 P_{in} から励起されたスピン波は MSSW となり、出力部ではモード変換により MSBVW として検出される。

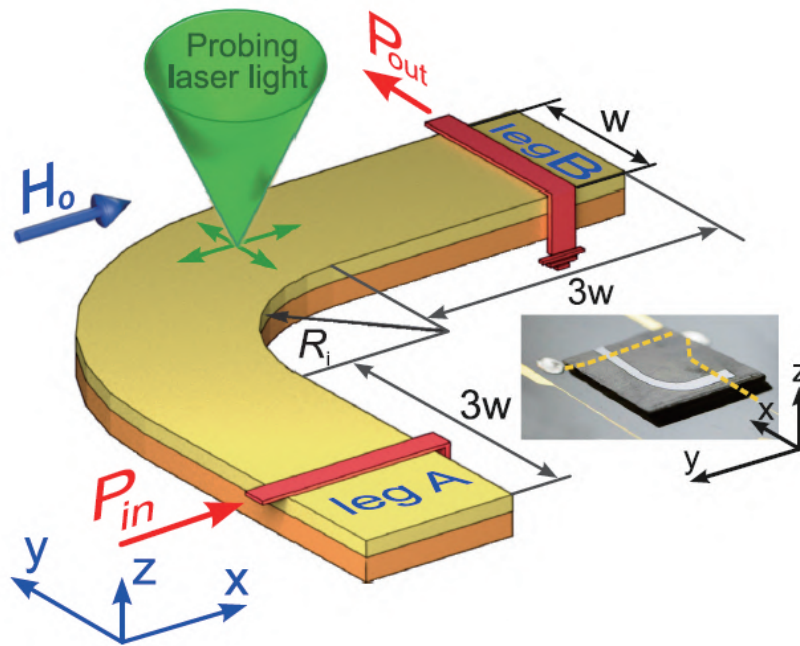


図 4.13: 90 度曲線導波路におけるスピン波測定の実験セットアップ

ベクトルネットワークアナライザによって測定した結果を図 4.14 に示す。図 4.14(a) では周波数スペクトルを示す。通過したスピン波は BVMSW のスピン波である f_1 に示す 5.05 GHz が最大であり、MSSW のスピン波である $f_0 = 5.043$ GHz が次に大きい強度を観測している。また、 $f_2 = 5.08$ GHz, $f_{b1} = 5.03$ GHz も同様にピークを観測している。周波数 f_1, f_2, f_3 は MSSW における幅方向による量子化であり、周波数 f_{b1}, f_{b2} は BVMSW における量子化を示している。この結果から、MSSW のスピン波である $f_0 = 5.043$ GHz から、BVMSW のスピン波である f_1 にモード変換されたことを示している。

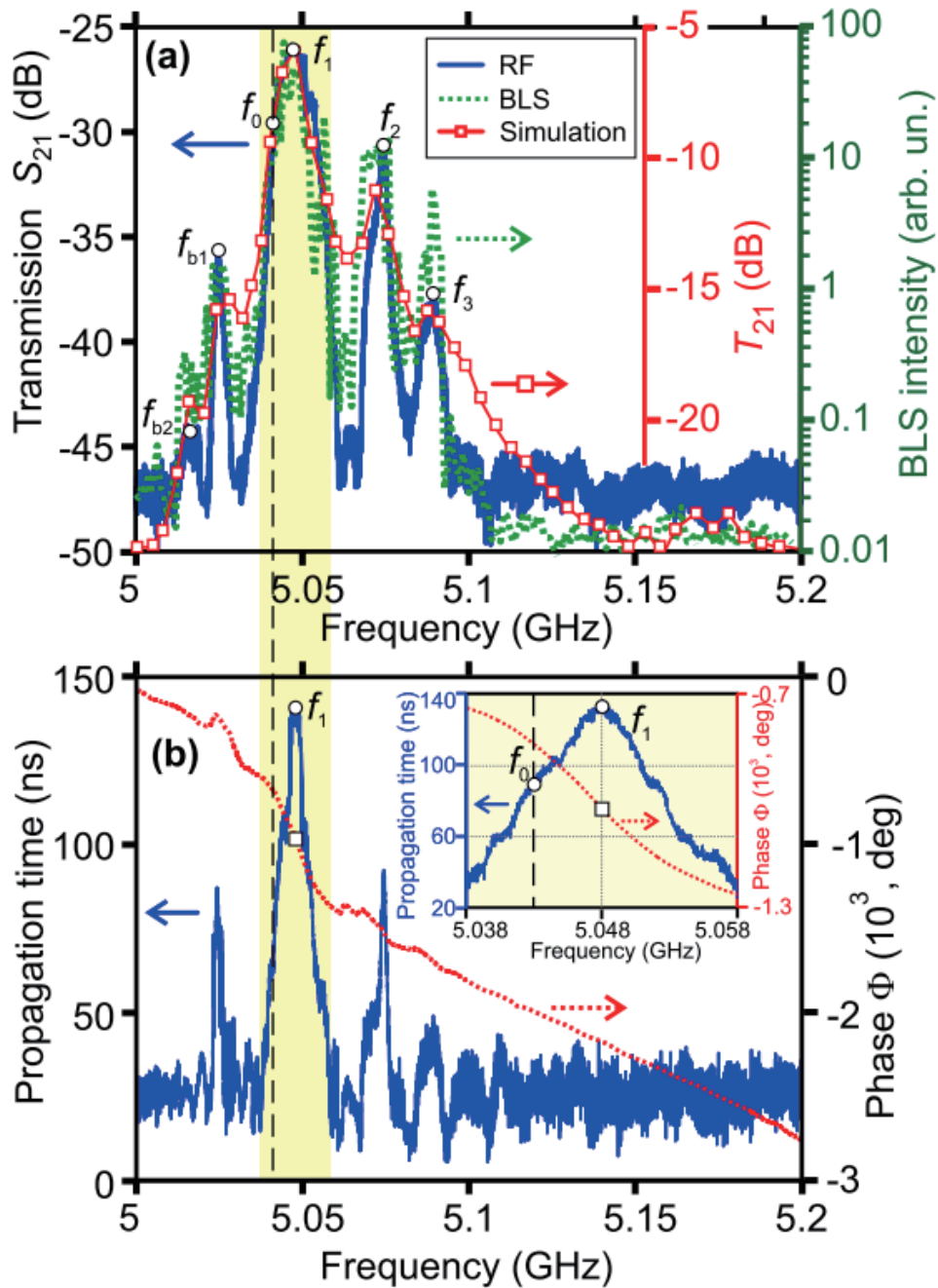


図 4.14: 90 度曲線導波路におけるスピン波伝搬特性 (a) 曲線導波路伝搬後の周波数スペクトル。(b) 周波数に対する到達時間依存性

図 4.14(b) では周波数に対する到達時間依存性を示している。周波数 $f_1 = 5.048$ GHz では到達時間 140 ns であるが、 $f_0 = 5.043$ GHz では到達時間 90 ns になっている。また、 $f_2 = 5.08$ GHz では 80 ns、 f_{b1} では 75 ns となっている。これは、周波数によって曲線導波路における伝搬経路が異なっていることを示している。

伝搬経路を確認するために、スピン波強度の空間分布が測定できるブリルアン散乱分光法による測定を行っている。その結果を図 4.15 に示す。

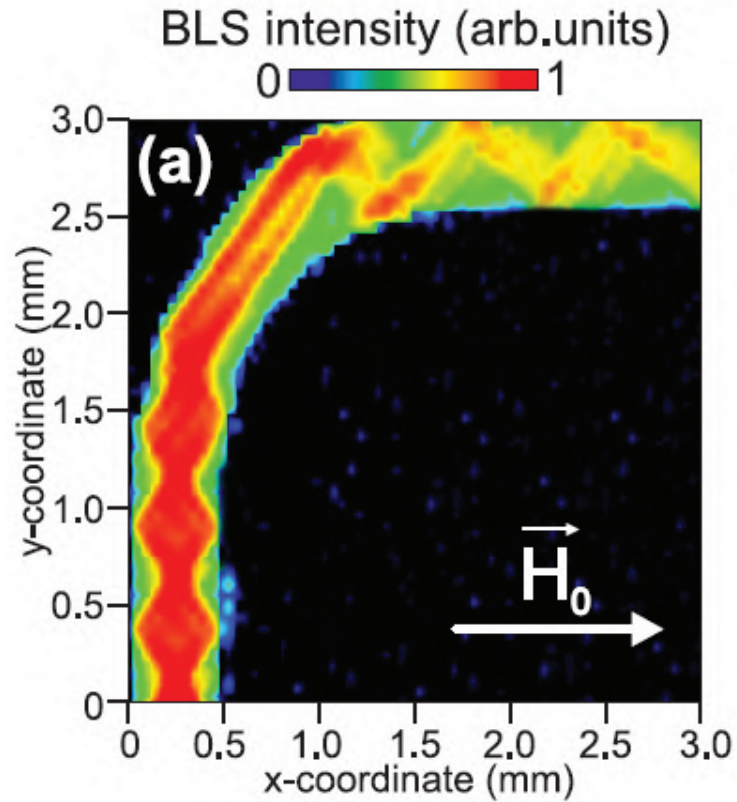


図 4.15: 90 度曲線導波路におけるスピン波伝搬の空間分布。

周波数は $f_1 = 5.05$ GHz のときの強度分布を示している。この結果から、最も効率よく伝搬する周波数 $f_1 = 5.05$ GHz では、曲線導波路の幅方向を反射しながら伝搬していることが分かる。この要因として、曲線部の内部磁場が、スピン波モードの変換バンドが関係していると考えられるため、シミュレーション解析を行っている。

曲線部のスピン波導波路においては、外部磁場を印加すると曲線の形状による内部磁場勾配が発生する。その磁場分布を示したものを図 4.16 に示す。

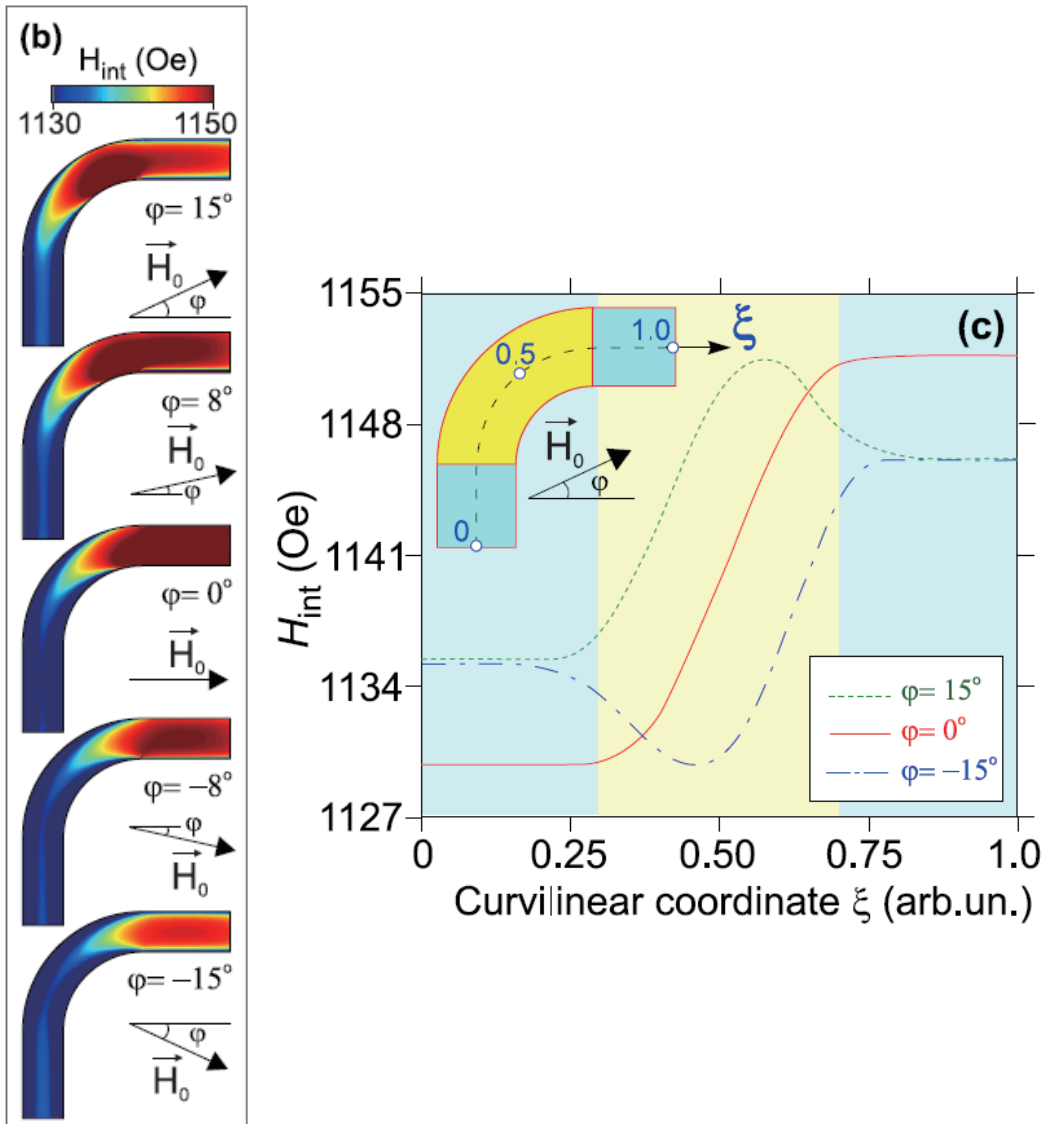


図 4.16: 90 度曲線導波路における内部磁場勾配

入力部では内部磁場 $H_{\text{int}} = 1130 \text{ Oe}$ に対して、出力部では $H_{\text{int}} = 1150 \text{ Oe}$ と 20 Oe の内部磁場勾配が発生している。この勾配を表したのが図 4.16(b) である。水色の網掛け部分では内部磁場がほとんど一定で、曲率が発生する黄色部分で内部磁場の勾配が発生する。このシミュレーション結果から、MSSW のモードのときは $H_{\text{int}} = 1130 \text{ Oe}$ 、BVMSW のときは $H_{\text{int}} = 1150 \text{ Oe}$ の内部磁場が発生している。

内部磁場の勾配より、MSSW の分散関係式 (2.63) と BVMSW の分散関係式 (2.80) からグラフに表すと図 4.17 になる。

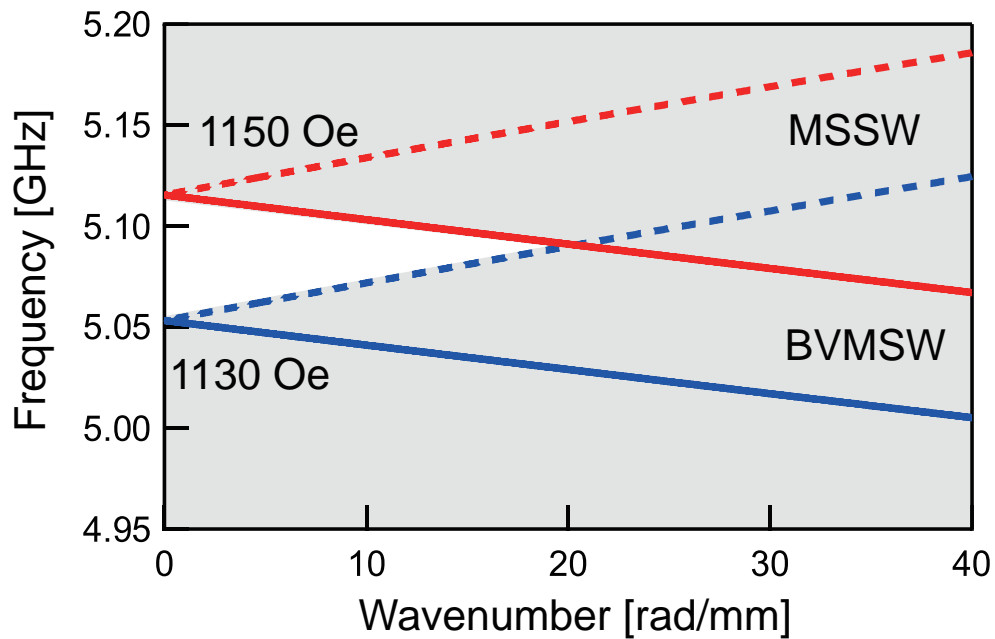


図 4.17: 内部磁場勾配による変換バンド

赤線は波数 $H_{\text{int}} = 1150 \text{ Oe}$ 、青線は $H_{\text{int}} = 1130 \text{ Oe}$ と図 4.16(a) のカラーマップの色に対応している。実線は MSBVW、点線は MSSW である。それぞれのモードが重なり合っている領域を白の網掛け部に示しており、 $k = 0 \sim 20000 \text{ rad/m}$ に対して、周波数 $5.05 < \Delta f < 5.11 \text{ GHz}$ の変換バンドが作製されていることが分かる。実験結果では周波数 $f = 5.05 \text{ GHz}$ が最も効率よく伝搬できていることから、変換バンドによってモード変換が損失なく行われている。

4.2.3 マイクロリング光共振器

前節のスピンの曲線導波路の研究から、曲線導波路を利用してスピン波帰還構造を作製することができることを明らかにした。スピン波帰還構造の特性を解析するため、類似した構造を持つマイクロリング光共振器と比較した。マイクロリング光共振器では、図4.18より波長の分布が一様な信号を入力すると、多重化した信号から所望の信号を取り出すことができる。

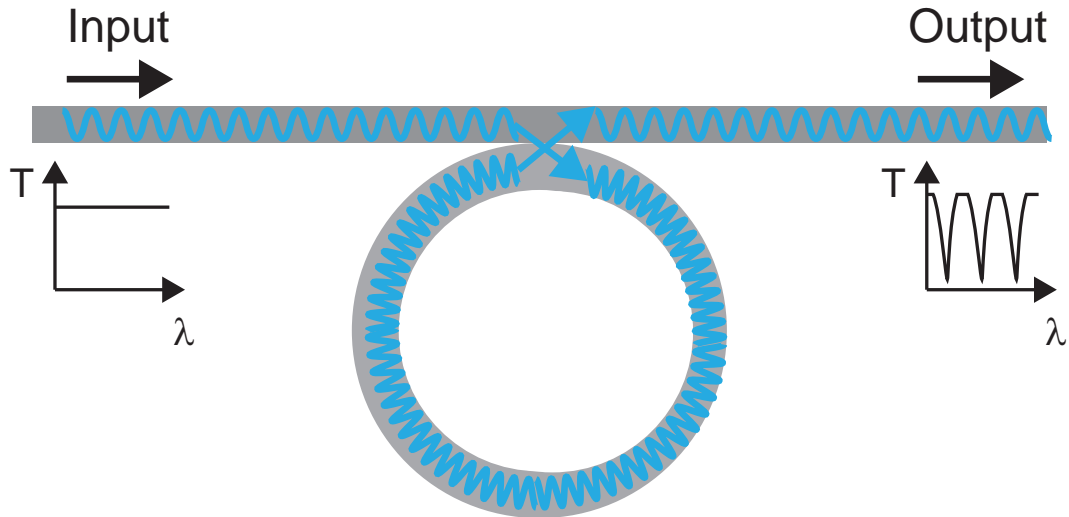


図 4.18: マイクロリング光共振器

リング長による波数整合

本節では図4.18のような、マイクロリング光共振器を参考に共振条件を算出した [62, 63]。マイクロリング光共振器の共振条件は以下の式で表される。

$$m \cdot \lambda_{SW} = L_{RT} \cdot n_{\text{eff}} \quad (4.2)$$

ここで、 m はリング全長の中で含まれる波の数であり、正の整数 ($m = 1, 2, 3, \dots$) で表される。 λ_{SW} はスピンの波長、 L_{RT} はリング型ループ回路の全長、 n_{eff} は経路補正係数を表す。スピン波帰還構造の場合、干渉点での波の強め合い、弱め合いかどうかで共振条件が決まるため、この式を用いて共振条件を算出することができる。

式 (4.2) での経路補正係数は図4.19のようにリング全長に対して経路長の伸びを補正する係数である。

この式4.2では、スピンの幅方向の伝搬を考慮できていない。幅方向の伝搬を理論的に計算するのは困難なので、リング部で3列に分けて共振条件を算出すると

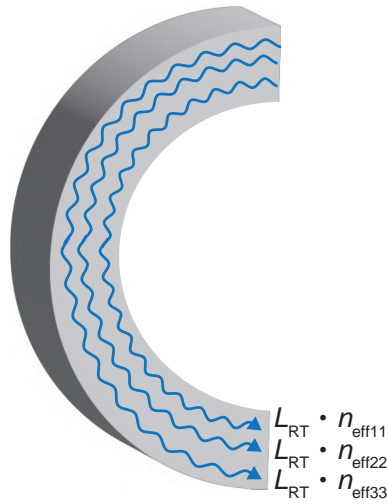


図 4.19: 端面を反射しながら伝搬するイメージ図

$$\begin{aligned}
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}11} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}22} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}33} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}12} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}13} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}21} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}23} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}31} \\
 m \cdot \lambda_{SW} &= L_{RT} \cdot n_{\text{eff}32}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

となる。経路は1列目から1列目で出力されるときは $L_{RT} \cdot n_{\text{eff}11}$ としており、合計9通りの共振条件があるとしている。これらの式だと、リング型ループ回路における共振条件は $0 \sim 360^\circ$ の中で9つの干渉の強め合いのピークが存在することになる。

4.3 マイクロメートルスケールのスピン波帰還構造の微細加工

本実験では、マイクロメートルスケールの導波路を作製するため、レーザーリソグラフィーによる描画・超高真空スパッタリング装置・真空蒸着装置による成膜を行った。

4.3.1 スピン波導波路の材料

スピン波帰還構造を作製するにあたり、Permalloy, YIG, Fe, CoFeB [83], Heusler alloys [82] などが存在する。それぞれの特徴を以下の表に示す。

表 4.3: スピン波導波路の材料ごとの特徴

材料	磁性の性質	格子構造	磁気 ダンピング	微細加工の 容易さ	価格
YIG	フェリ磁性絶縁体	単結晶	$10^{-3} \sim 10^{-5}$	困難	高価
Permalloy	強磁性金属	アモルファス	10^{-2}	容易	安価
CoFeB [83]	強磁性金属	アモルファス	10^{-2}	困難	高価
Heusler alloys [82]	アモルファス	強磁性金属	10^{-2}	困難	高価
Fe	強磁性金属 (異方性)	単結晶	10^{-3}	困難	安価

この中で最も磁気ダンピングが小さいのが YIG であるが、当研究室で使用しているスパッタリング装置を用いた微細加工においては 10^{-3} が現在限界であることや、加工の困難さの点があるため、本実験では加工が容易で安価な Permalloy を使用した。

4.3.2 レーザーリソグラフィー描画

スピン波導波路、またはアンテナのパターンを形成するため、レーザーリソグラフィー装置 (Heidelberg Instruments, μ PG-101) を使用した。図 4.21 にパターン描画までの手順を示す。

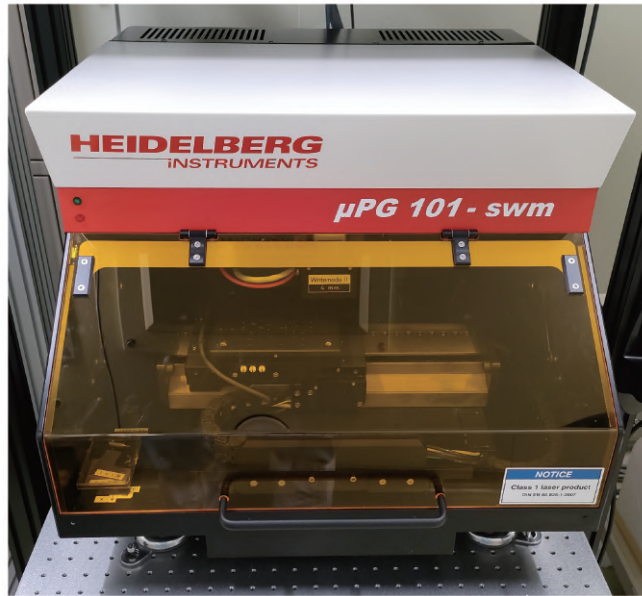


図 4.20: レーザーリソグラフィー装置 μ PG-101

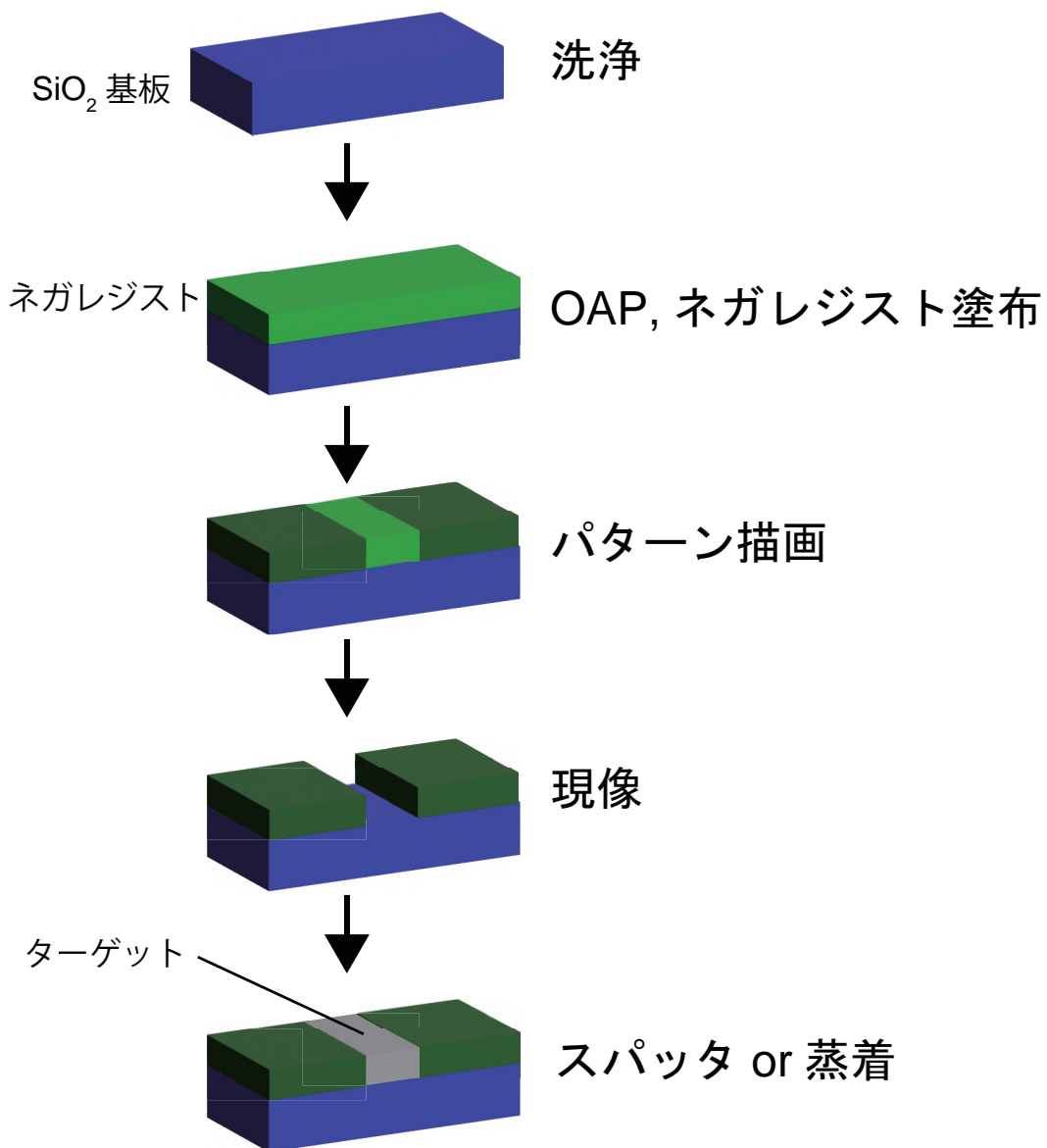


図 4.21: リフトオフ法によるパターン描画

1. 超音波洗浄をアセトン 1 分+IPA 1 分+ IPA 1 分で行う。
2. スピンコータを使用し、回転数 3000 rpm、時間 30 s で OAP を基板表面に塗布する。
3. スピンコータを使用し、回転数 3000 rpm、時間 30 s でネガレジスト (ma-N1420) を基板表面に塗布する。
4. レーザリソグラフィー装置を用いて、基板表面にパターンを形成する。
5. 現像液 (ma-D 533/S) を用いて不必要なレジストを除去する。
6. スパッタリングまたは蒸着を行い、ターゲットを試料に堆積させる。

本実験では、2×2 cm の SiO₂ 基板を使用した。例として、現像後のスピン波帰還構造の図を示す。

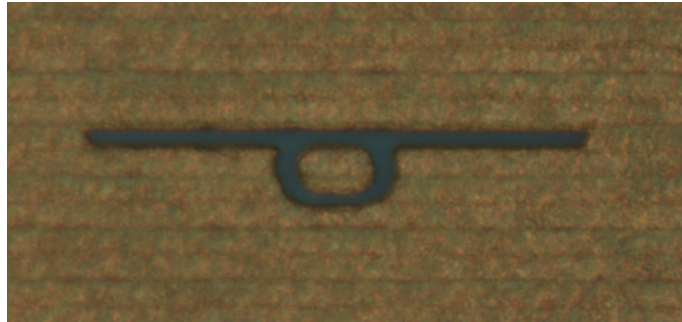


図 4.22: 現像後の帰還構造

図 4.22 より、帰還構造のみレジストがはがれていることが分かる。

4.3.3 真空系装置による薄膜作製

図 4.23 に実際に使用した超高真空スパッタリング装置と真空蒸着装置の画像を示す。



図 4.23: 超高真空スパッタリング装置と真空蒸着装置

2つのチャンバーは接続されており、シャッターによって隔てられている。試料の出し入れは真空蒸着装置側のチャンバーで行い、スパッタリング装置の方は超高真空 ($10^{-5} \sim 10^{-6}$ Pa) に保てるようにしている。

スパッタリング成膜手法

スパッタリング法は、PLD 法や LPE 法といった成膜法と比べて短時間かつ膜厚の制御が容易である。そのため、工業的な観点でのメリットある成膜方法である。本研究では RF マグネトロンスパッタリングという手法を用いて成膜を行った。その概略図を図 4.24 に示す。

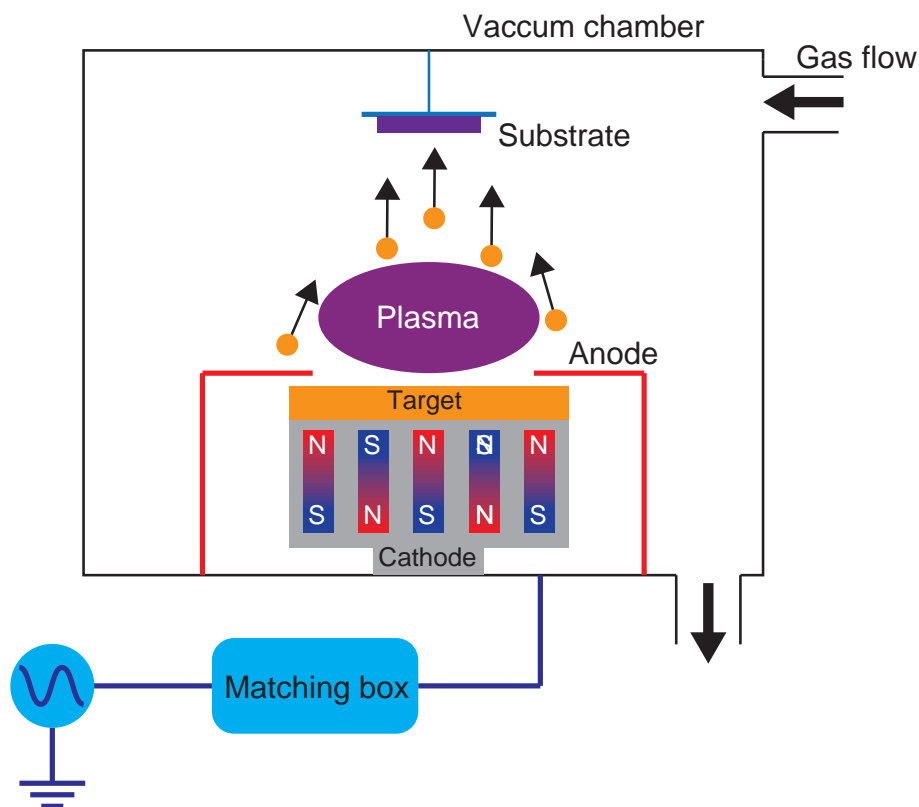


図 4.24: RF マグネトロンスパッタリング法の概略図

チャンパー内では不純物を少なくするため、チャンパー内をターボポンプとロータリーポンプを組み合わせることにより超高真空 ($10^{-5} \sim 10^{-6}$ Pa) に保つ。まず超高真空のチャンパーに高純度の Ar ガスを一定量流入させ、RF 信号を入力して Ar ガスをプラズマ化させる。ガス流入量は流量計により制御し、チャンパー内に流入させるガス量とチャンパーの排気量を調整することによって圧力を調整した。

スパッタリング法におけるガス圧力は重要なパラメーターであり、薄膜形成での粒子の状態を決定する。一般的には低ガス圧・高温度におけるスパッタリングの方が平滑な薄膜形成が可能であるが [84, 85]、材料によって最適化のパラメーターは異なる。また、チャンパー内の月圧と粒子の平均自由行程は、スパッタリングされた原子が基板に堆積されるとき粒子のエネルギーに影響し、核形成の仕方が変化する。 N_2 中での平均自由行程 λ [cm] は温度 T [K] と圧力 P [Torr] を用いて以下の式で表される [86]。

$$\lambda = 1.7 \times 10^5 \cdot \frac{T}{P} \quad (4.4)$$

Matching box では RF 入力が入力されるすべてのプラズマを発生させるためにインピーダンス整合を行う。カソード側に備わるマグネトロンはプラズマをターゲット周りに補足する役割があり、低月圧において高密度なプラズマを作り出し効率的なスパッタリングができる。その一方で、 Ar^+ イオンがターゲットに衝突する部分に分布が生じるため、ターゲットにエロージョンという部分的な浸食が生じる。

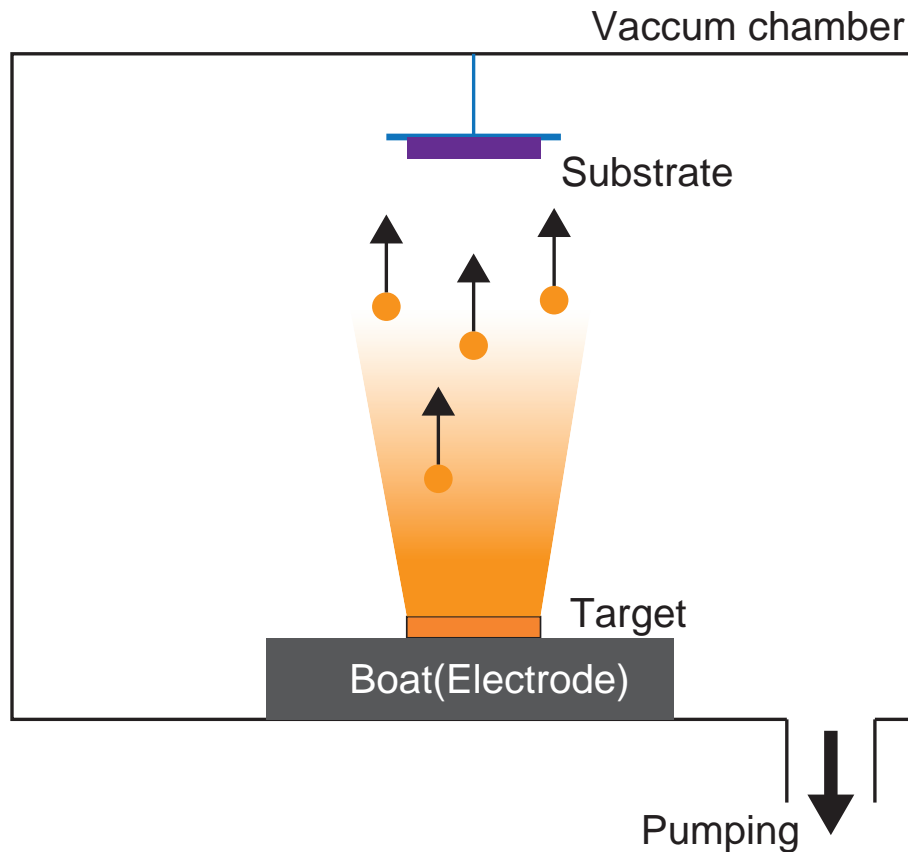


図 4.25: 真空蒸着法の概略図

真空蒸着法

真空蒸着法は真空中で材料を熱エネルギーによって蒸発させ、その粒子を基板上に堆積させる成膜方法である。真空蒸着法の概略を図 4.25 に示す。

タングステン製のボートに材料をのせ、ボートに電流を流しジュール熱によって材料を融解して蒸発させる。この蒸発した粒子を基板に堆積させることで成膜を行う。真空蒸着法では基板を回転させながら行った。堆積のレートについてはボートに流す電流によって調整した。

試料作製結果

パターン描画を終えた基板を超高真空スパッタリング装置を用いて、パーマロイ (FeNi) を厚さ $d_{Py} = 50 \text{ nm}$ でスパッタしスピン波帰還構造を作製した。超高真空スパッタリング装置によって絶縁膜である酸化シリコン (SiO_2) を $d_{\text{SiO}_2} = 60 \text{ nm}$ スパッタした。アンテナにおいても、レーザーリソグラフィによりパターン描画し、真空蒸着によって接着剤の役割を果たすチタン (Ti) を厚さ $d_{\text{Ti}} = 5 \text{ nm}$ 、金を厚さ $d_{\text{Au}} = 83 \text{ nm}$ 積んだ。それらの最終的に完成した顕微鏡図を図 4.26 に示す。

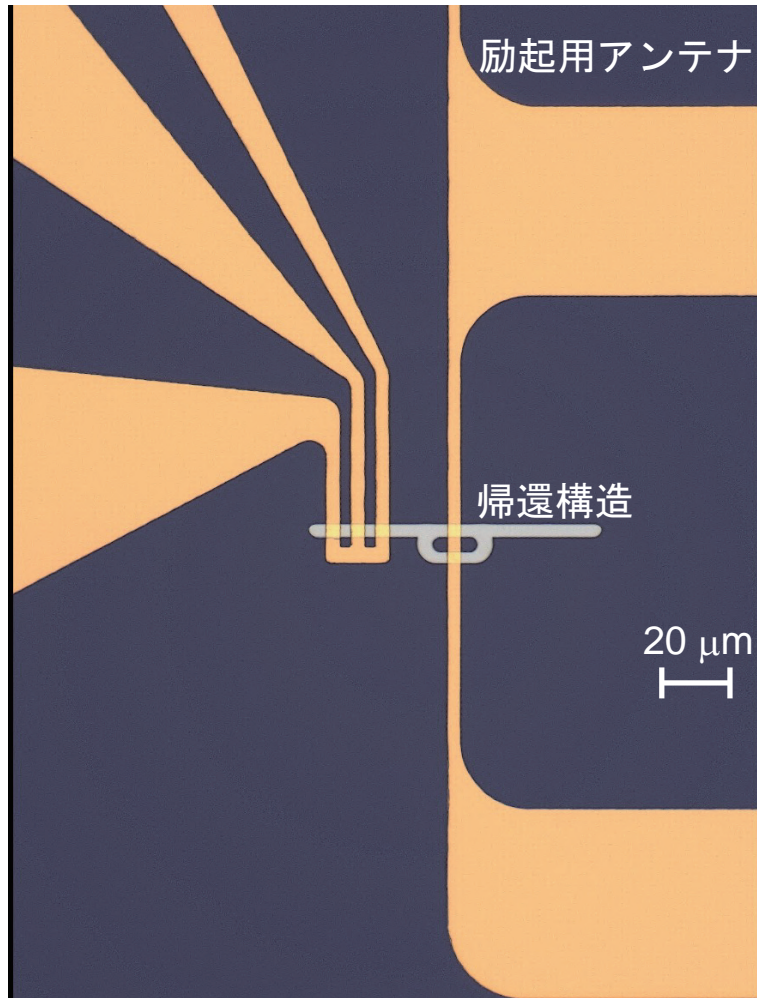


図 4.26: 微細加工によるスピนวーブ帰還構造とアンテナ

4.4 測定方法

4.4.1 ブリルアン散乱分光法の原理

スピン波帰還構造は直線部・曲線部ともに幅方向の伝搬を考慮した測定が必要になる。そのため、前述で使用したオシロスコープやベクトルネットワークアナライザといった電気測定ではスピン波の強度の空間分布を測定できず、詳細な解析ができない。そこで、導波路にレーザーを照射することで測定点ごとのスピン波の空間分布を測定できるブリルアン散乱法を使用した。本実験ではレーザーを対物用レンズによって集光させ、マイクロメートル以下の導波路でも測定可能な Micro-focused ブリルアン散乱分光法を使用した。

ブリルアン散乱分光法は緑色レーザー ($\lambda = 532 \text{ nm}$) を使用し、導波路に光子を当て、反射光子のエネルギー変換によってスピン波を検出する方法である。図 4.27 は光子とマグノンが衝突したときに生ずる散乱過程を示している。フォトンのエネルギーまたは運動量をそれぞれ $\hbar\omega_i, \hbar q_i$ とし、マグノンのエネルギーまたは運動量も同様に $\hbar\omega_{SW}, \hbar q_{SW}$ とする。図 4.27(a) は Stokes 過程といい、入射してきたフォトンがマグノンのエネルギーを受け取り、エネルギーと運動量が増大したフォトンが反射光として戻ってくる。この過程は反射したフォトンの角周波数を ω_f 、波数を k_f とすると

$$\omega_f = \omega_i + \omega_{SW} \quad (4.5)$$

$$k_f = k_i + k_{SW} \quad (4.6)$$

の式で表すことができる。一方、図 4.27(b) は Anti-Stokes 過程といい、入射してきたフォトンがマグノンを生み出すため、エネルギーと運動量が減少したフォトンが反射光として戻ってくる。この過程は

$$\omega_f = \omega_i - \omega_{SW} \quad (4.7)$$

$$k_f = k_i - k_{SW} \quad (4.8)$$

の式で表すことができる。

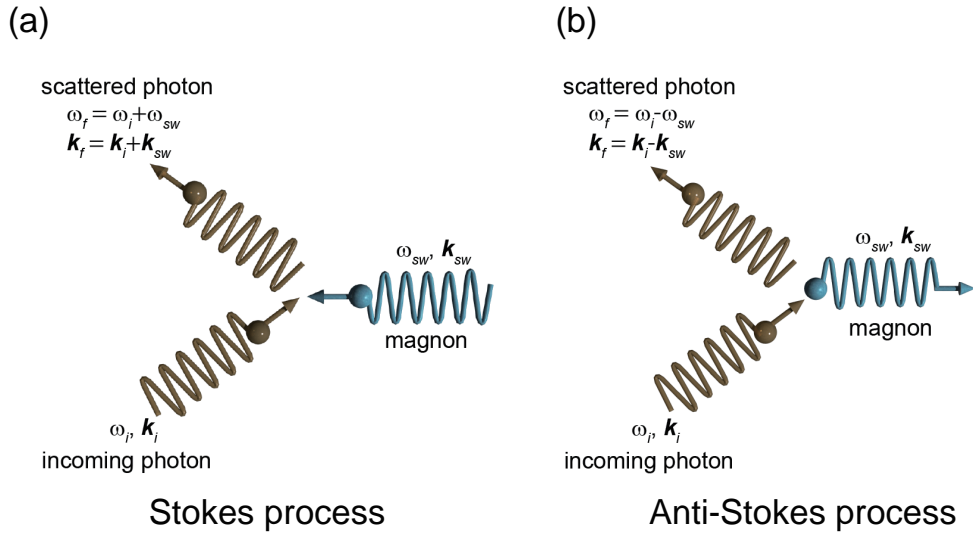


図 4.27: マグノンとフォトンの散乱

スピン波は波としての性質より、その振動は時間・空間ともに周期的である。そのため、スピン波から光の散乱過程はブラッグ反射として扱うことができ、これをドップラーシフトと呼ぶ。もしブラッグ反射がスピン波が存在する平面上に光子を射影したときの方向に移動したとき、ドップラーシフトは負になる。また、マグノン-フォトンの関係に関しては、誘電テンソルの振動で導き出すことができる。スピン波によって散乱されたフォトンと、単なるフォトンと切り分けるのはスピン波を検出する上で重要になっていく。これはマグノン-フォトンの相互作用によって偏光が 90° 回転する性質を用いて切り分けることができる [64]。偏光が 90° 回転するのは、磁気による複屈折やファラデー効果が起因している。

ドップラーシフトする光子数は微分散乱断面積 $d^2\sigma/d\Omega d\omega_s$ と比例関係にある。ただし、 $d\omega_s$ は周波数間隔、 $d\omega$ は立体角である。これを波数、周波数の式で表すと

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} \propto \langle \delta\epsilon^*(\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_f) \delta\epsilon(\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_f) \rangle (\omega_i - \omega_s) \quad (4.9)$$

ただし、 $\delta\epsilon$ は誘電率の変動を示す項であり、スピン波によって引き起こされる。 $\delta\epsilon$ は磁化 \mathbf{m} の動的部分に比例する。この相関関数は、

$$\begin{aligned} \langle \delta\epsilon^*(\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_f) \rangle_\omega &= \int d(t_2 - t_1) d^3(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \times \exp[-i\omega t - i\mathbf{q}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)] \times \langle \delta\epsilon^*(\mathbf{r}_1, t_1) \delta\epsilon(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \\ &\propto \int d(t_2 - t_1) d^3(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \times \exp[-i\omega t - i\mathbf{q}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)] \times \langle \mathbf{m}^*(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{m}(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle \end{aligned} \quad (4.10)$$

となる。式 4.6 によるエネルギー保存則と運動量保存則によって $\omega = |\omega_f - \omega_i|$ と $\mathbf{q} = |\mathbf{q}_f - \mathbf{q}_i|$ を満たす場合のみ、相関関数が 0 にならない。薄膜内を伝搬するスピン波モードの倍、積分体積は薄膜に制限され波数ベクトルの面内成分 q_{\parallel} についてのみ保存条件が満たされる。後方散乱の場合、 q_{\parallel} は入射光の入射角により $q_{\parallel} = 2q_i \sin\theta$ と決まる。

4.4.2 ファブリペロー型干渉計

スピン波の影響を受けて周波数が変化した光子はそのまま検出に使うには強度が弱い。そのため、光の多重反射を用いて強度を増大させる。この仕組みをファブリペロー干渉計 (Fabry-Pèrot interferometer: FP) という。図 4.28 にその概略図を示す。

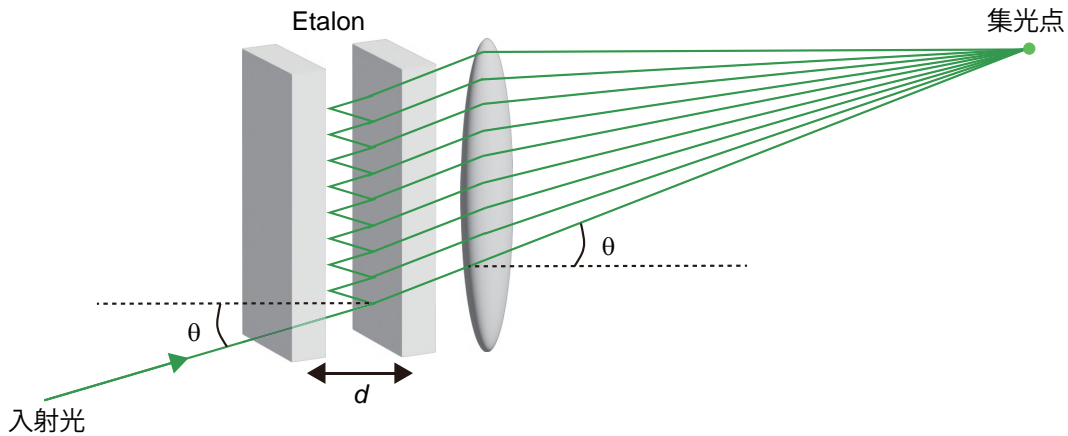


図 4.28: ブラッグ散乱による光子数の増大

ファブリペロー干渉計とは、高い反射率を持つ面状の鏡を向かい合わせ、多重反射を得て通過する光の干渉を利用して周波数を測定する装置である。向かい合わせる光学素子の反射率が高いと、光はミラーの間を何度も往復する。ミラー間の距離が干渉条件に従った適切な距離であれば、元の光と多重反射した光との間で干渉が発生する。2枚の鏡の距離を L_1 とすると、透過率 T は

$$T = \frac{\tau_0}{1 + \frac{4F^2}{\pi^2} \sin^2\left(\frac{2\pi L_1}{\lambda}\right)} \quad (4.11)$$

となる。ただし、 $\tau_0 (< 1)$ は最大透過率、 F はミラーの反射率や平面度に依存する品質係数、 λ は干渉計に入射する光の波長を示す。式 4.11 より光路長 L_1 は

$$L_1 = \frac{1}{2} p \lambda \quad (4.12)$$

を満たす波長のみがミラー間の多重反射によって増幅される。ただし、 p は整数である。増幅された光子の波長のみが強度が大きくなるため、図 4.29 のようなスペクトルが観測される。

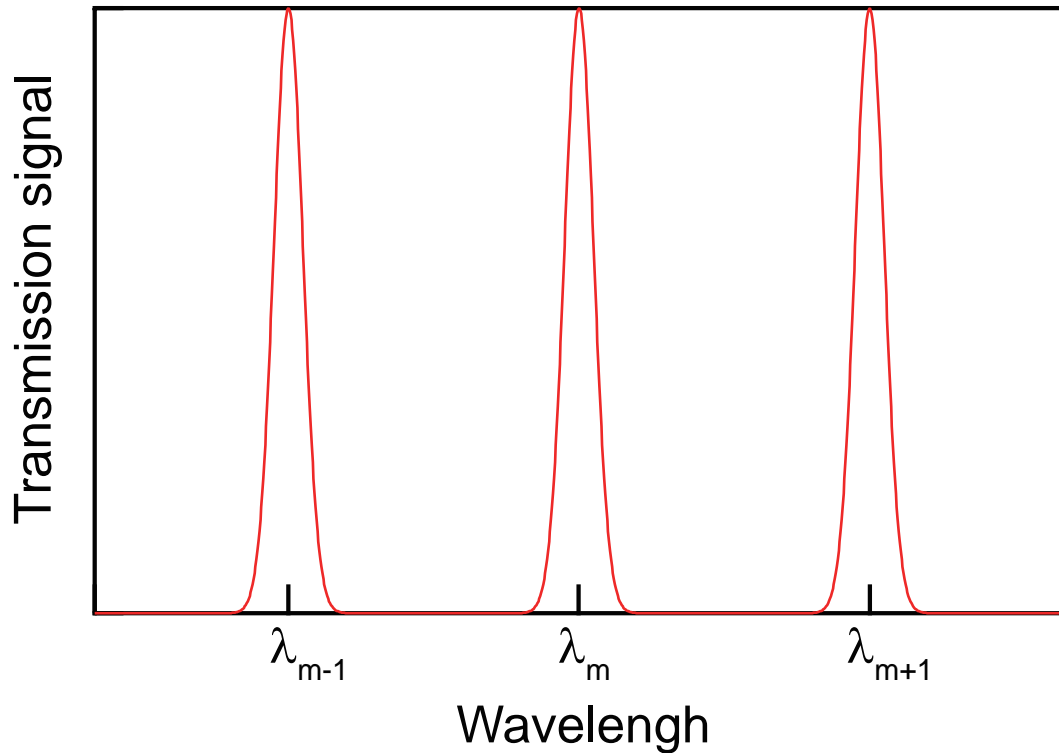


図 4.29: ファブリペロー干渉計の透過曲線

式 4.11 による F は透過曲線のピーク間隔 $\Delta\lambda = c/2L$ とピークの半値幅によって決まり、

$$F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (4.13)$$

で表される。ファブリペロー干渉計はミラーの間隔 L_1 を操作することで、それぞれの波長に対する光の強度を測定している。式 4.12 より、波長の整数倍もピークとして検出されるため、測定する光の波長はピーク間隔 $\Delta\lambda$ よりも小さい必要がある。このピーク間隔 $\Delta\lambda$ はフリースペクトル範囲 (FSR) と呼ばれ、

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L_1} \quad (4.14)$$

で表される。ミラー間隔 L_1 を小さくすれば FSR は増大するが、式 4.13 より $\delta\lambda$ が大きくなるため分解能が低下する。また F はミラーの品質によって最大 100 程の上限が存在するため、 $\Delta\lambda$ の分解能には限界がある。

4.4.3 タンデムファブリペロー干渉計

ファブリペロー干渉計の分解能を保ったまま FSR を大きくする方法として、ファブリペロー干渉計を 2 つ用いたタンデムファブリペロー干渉計 (Tandem Fabry-Pérot interferometer: TFP) という。図がある。2 つ目の干渉計の光路長を L_1 に近い L_2 にすることで、バーニア効果を使用している。

バーニア効果は、メモリ幅と異なる主尺と副尺を組み合わせることでメモリ幅の差を新しい分解能して計測する原理であり、微小な変化を観測できる原理として利用されている。

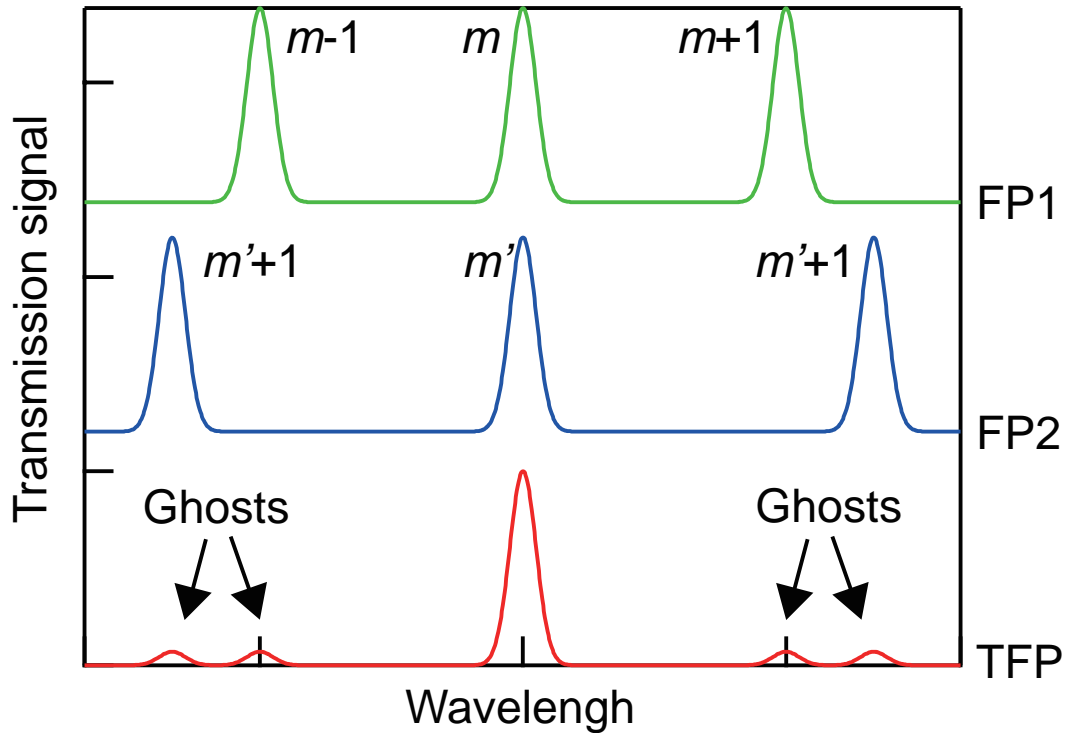


図 4.30: タンデムファブリペロー干渉計の透過曲線

透過光の波長は、 p, q を整数として

$$\begin{aligned} L_1 &= \frac{1}{2}p\lambda \\ L_2 &= \frac{1}{2}q\lambda \end{aligned} \quad (4.15)$$

を同時に満たす。任意の波長 λ_m を透過するよう 2 つの干渉計を独立して設定して組み合わせると、透過曲線は図 4.30 のようになる。

2 つの干渉計の隣接するピークは波長が一致せず、 $\Delta\lambda$ を複数回繰り返した後に再びピーク波長が一致する。ファブリペロー干渉計の特徴として透過が小さい部分でも透過率 T が 0 になることはないため、干渉計のピークが一致しない波長でもわずかにピークがみられ、ゴーストと呼ばれる。ゴーストは各干渉計のミラー間の距離を

$$F > \frac{L_1}{L_1 - L_2} = \frac{1}{1 - L_2/L_1} \quad (4.16)$$

とすることで改善する。実用的には L_2/L_1 が 0.95 となるようにする。2 つの干渉計を用いて測定を行う際、 L_1 と L_2 を同時に操作する必要がある。式 (4.15) より FP1 と FP2 の光路長の変化率 $\delta L_1, \delta L_2$ は

$$\frac{\delta L_1}{\delta L_2} = \frac{L_1}{L_2} \quad (4.17)$$

を満たす必要がある。変化率 $\delta L_1, \delta L_2$ は 1 から数 μm の範囲である。ミラー間距離 L は気圧変化による屈折率 n の変化で変わってしまうため、

$$L_1 = n \cdot t_1 \quad \text{and} \quad L_2 = n \cdot t_2 \quad (4.18)$$

と表される。ただし、 t は気圧変化による屈折率を考慮しない場合のミラー間距離である。大気中の場合、1 気圧でミラー間距離 L は $3/10^4$ しかないが、相対的に伝送される波長も変化してしまう。そのため、スキャン範囲を大きくすると気圧による変化が無視できなくなる可能性がある。

測定を行う際、タンデムファブリペロー干渉計は静的同期の際に 20 \AA 以内の変動に収める必要があり、動的同期では数 μm の操作を行っている間にミラーの相対距離を正確に保つ必要がある。

タンデムファブリペロー干渉計の構造を図 4.31 に示す。最初の干渉計である FP1 はステージの移動方向に沿った方向に配置する。片方のミラーだけをステージに置き、もう一方のミラーは角度を固定するために別で置く。2 番目の干渉計である FP2 はステージの移動法に対して角度 θ に傾けて配置する。FP2 の片方のミラーは FP1 のミラーに極力近づけるように配置することで、FP2 のミラー角度が少しの移動で調整できるようにしている。この相対的なミラー間隔はステージを左に動かすと、両方のミラーが同時に接触するような間隔に設定されている。

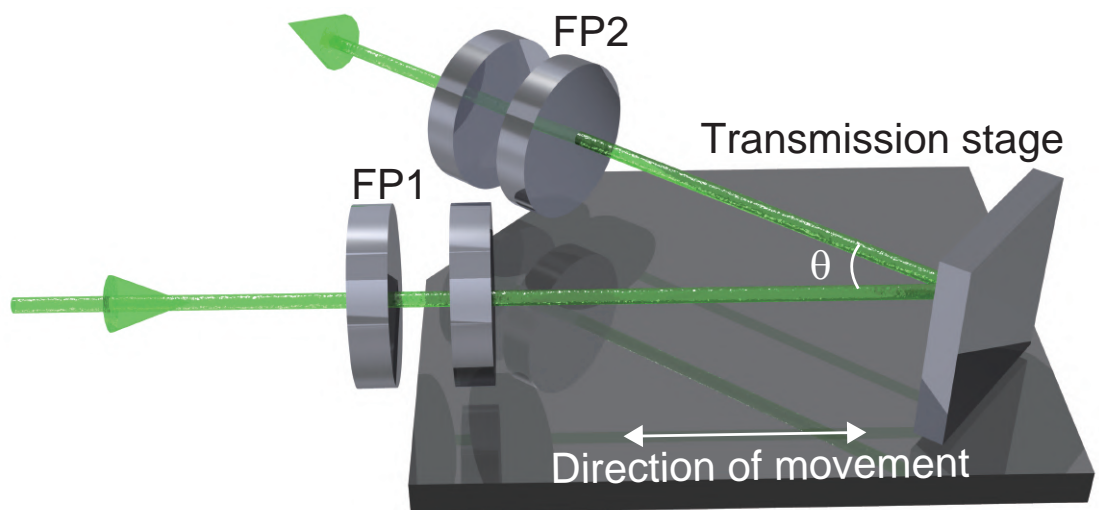


図 4.31: タンデムファブリペロー干渉計の構造。入射した光はFP1を通過して、角度 θ で反射されFP2のミラーを通過する。ミラーの移動はFP1, FP2のそれぞれの片方のミラーが乗っているTransmission stageの移動によって調整する。

FP1のミラー間距離を L_1 とすると、FP2のミラー間隔は $L_2 = L_1 \cos \theta$ となる。スキャンを δL_1 だけ動かすとすると、FP1は δL_1 間隔が変わり、FP2は $\delta L_2 \cdot \cos \theta$ 間隔が変わる。スキャンの長さの上限はFP2のミラーのせん断変位によって決まり、 $D / \sin \theta$ (D はミラーの直径)を超えないようにする必要がある。一般的なミラーの直径(3÷5 cm)であれば数cmの範囲のスキャンは可能である。

4.4.4 Micro-focused ブリルアン散乱分光法

本実験で使用した Micro-focused ブリルアン散乱分光法による実験概略図を図 4.34 に示す。レーザーには緑色 (波長 $\lambda = 532 \text{ nm}$) の単波長源を使用した。元のレーザーは 2 つに分けられていて、安定化のための参照信号として TFP に直接入射される。

試料へ照射される方のレーザーは焦点を小さくするために、単波長かつレーザー分散を抑えることが重要になる。そのため、最初のレーザー光を広げ小さい径の絞りをを用いて中心部だけを透過させる。この手法によって垂直偏光が 10^4 倍増加する。偏光角度の揃っている割合が高いことで、非弾性散乱から弾性散乱に変わった反射光の切り分け性能が改善できる。

偏光が揃えられた入射光は倍率 100 倍の対物レンズ ($NA = 0.75$) を通過し、集光されて試料へ照射される。観測された 2 点の物体間の最短距離を表す空間分解能 R は、 NA と波長 λ を用いて以下の式で定義される。

$$R = 0.61 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad (4.19)$$

この式から、空間分解能 $R = 432 \text{ nm}$ となる。しかし、実際のレーザー径はガウシアン分布になっており、半値幅から定義すると $R = 250 \text{ nm}$ となる。これを確認するため、Micro-focused ブリルアン散乱分光法の空間分解能を調べた研究がある [67]。試料は図 4.32(a) Si 基板の上に Al 細線を間隔 s で配置しており、レーザスポットを矢印に示ような、細線と直行する方向にに掃引している。間隔 s は 100 nm から $1 \mu\text{m}$ まで変化させた。図 4.32(b) では測定した反射光強度であり、 s が 200 nm 以下になると隣接する細線との強度が重なっていることから分解能が得られていない。 s が 250 nm 遺贈では反射光が半値幅の部分で強度分布が明確に分離されており、 250 nm の空間分解能が得られていることが確認されている。

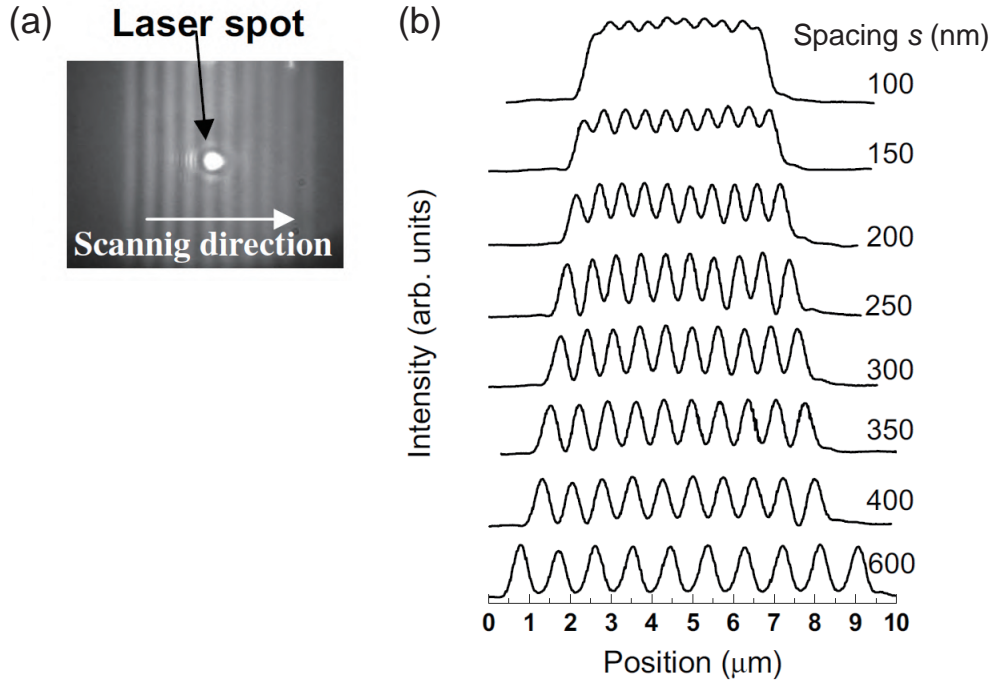


図 4.32: (a) 試料の顕微鏡写真。Si 基板の上に Al 細線を間隔 s で配置しており、レーザスポットを矢印に示ような、細線と直行する方向にに掃引している。(b) Al 細線の間隔 s を変化させたときの反射光強度。[67]

後方散乱によるレーザーは偏光ビームスプリッタを通過することで、マグノンによって偏光が 90° 回転した光子のみ TFP へ向かう。他の光子は偏光ビームスプリッタを反射しフォトダイオードによって検出される。フォトダイオードによって検出された光子は、レンズの焦点合わせによって使用される。

ブリルアン散乱分光法では、スピン波の周波数・波数によってエネルギーと運動量に変化した光子を検出する。しかし、反射した光子はスピン波の波数によって反射する角度が変化するため、レンズの径に収まる角度変化でないと検出ができない。反射した光子がレンズの径に収まる最大角度 θ_{max} は NA を使用して

$$NA = n \sin(\theta_{max}) \quad (4.20)$$

で表される。この式から、測定でいる最大波数 k_{max} は

$$k_{max} = \frac{4\pi}{\lambda_L} NA \quad (4.21)$$

と表すことができる。ただし、 λ_L は入射レーザーの波長である。今回使用した Micro-focused ブリルアン散乱分光法での実験セットアップで計算すると、 $k_{max} = 1.8 \times 10^7 \text{ rad/m}$ となった。図 4.33 のように波数が $k > 1.8 \times 10^7 \text{ rad/m}$ になると反射光がレンズ内に入らず、検出ができない。本実験で使用するスピン波の波数は Dipole モードが支配的な 10^5 付近であるため、検出可能な波数になっている。

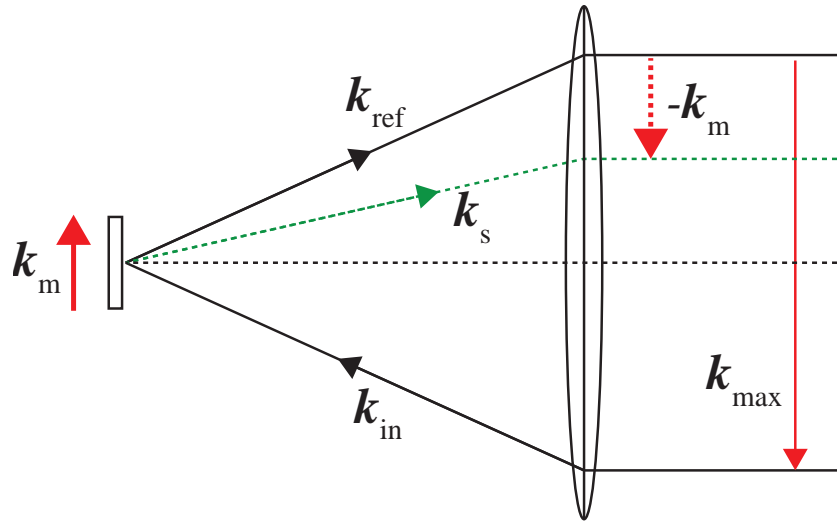


図 4.33: Micro-focused ブリルアン散乱分光法での波数の検出限界

実際の測定系の写真を図4.35に示す。図4.35(a)では、タンデム・ファブリペロー干渉計の装置を示している。図4.35(b)では、試料台に関する測定系のセットアップを示している。試料台の上にカメラを配置し、プローバーを取り付けるために使用している。試料がレンズの焦点に対応する高さに電磁石の中心になるように配置している。試料の移動には圧電効果で動作するモーションコントローラー (Model XPS Newport) を使用した。

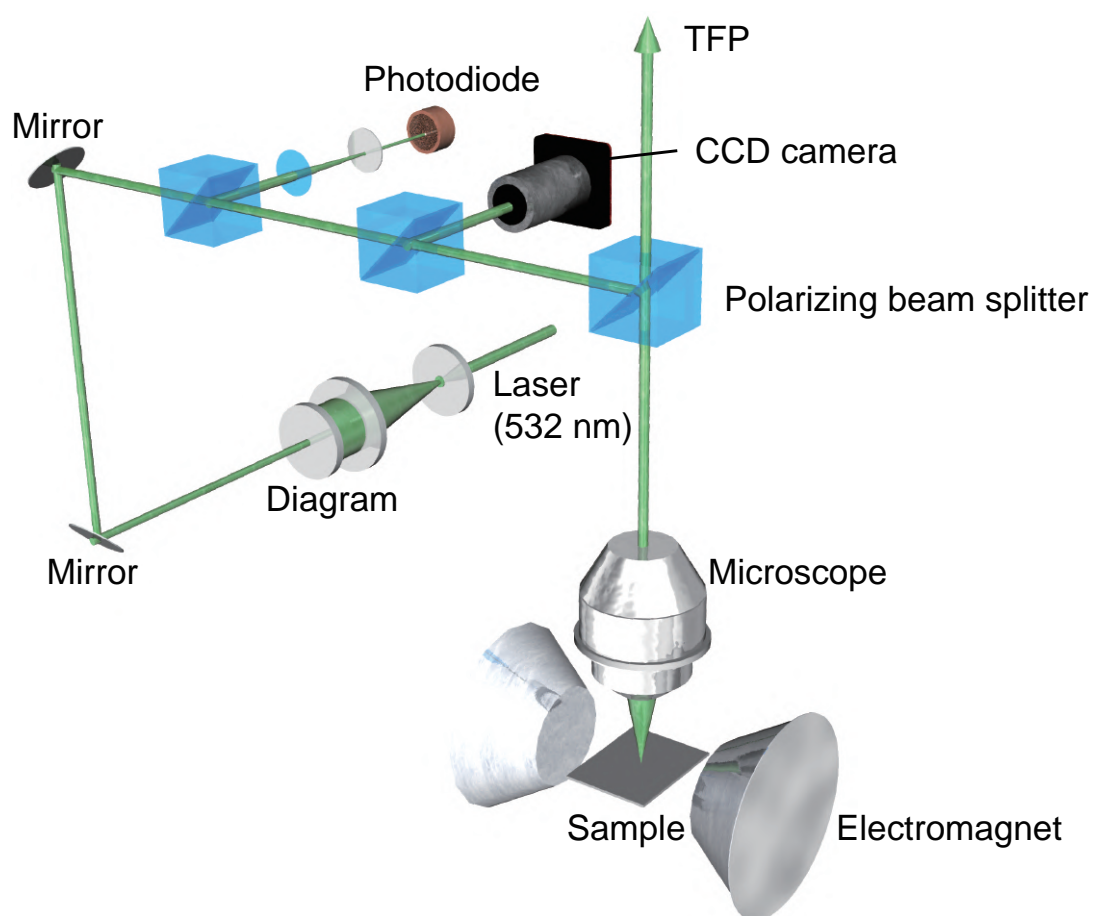


図 4.34: Micro-focused ブリルアン散乱分光法の実験概略図

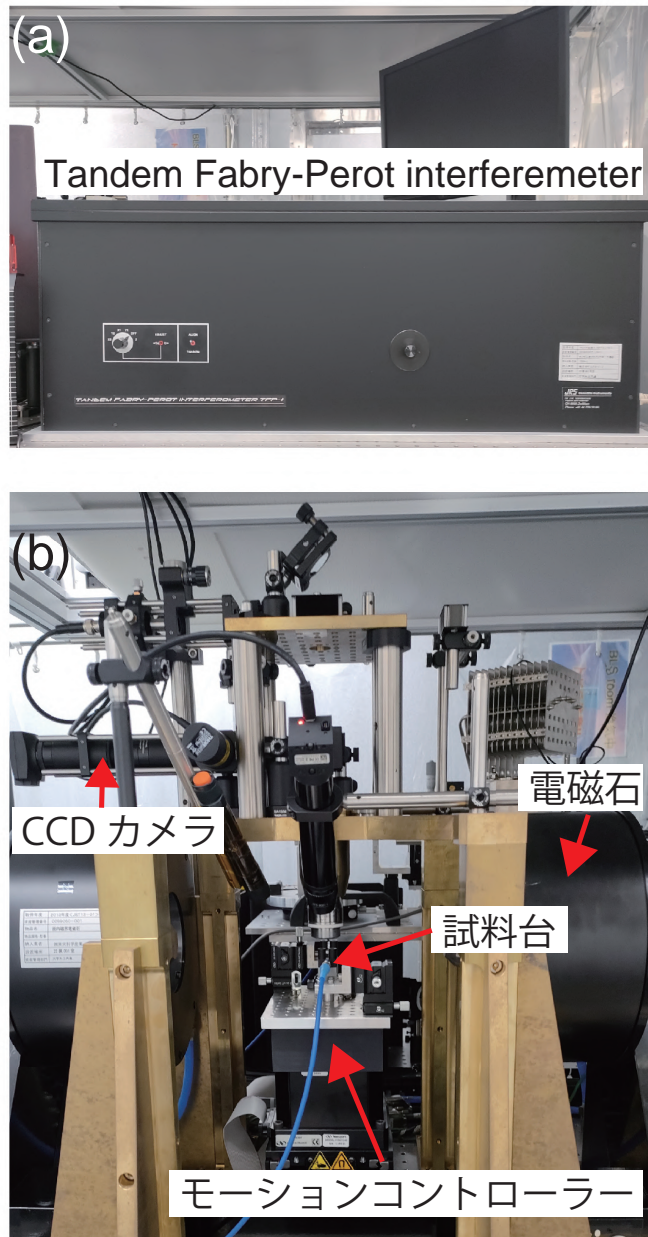


図 4.35: Micro-focused ブリルアン散乱分光法の実際の装置セットアップ

実際に、周波数 $f = 6$ GHz のスピン波を検出した場合、Micro-focused ブリルアン散乱分光法よりタンデムファブリペロー干渉計を用いて検出されたスペクトルは図 4.36 のようになる。

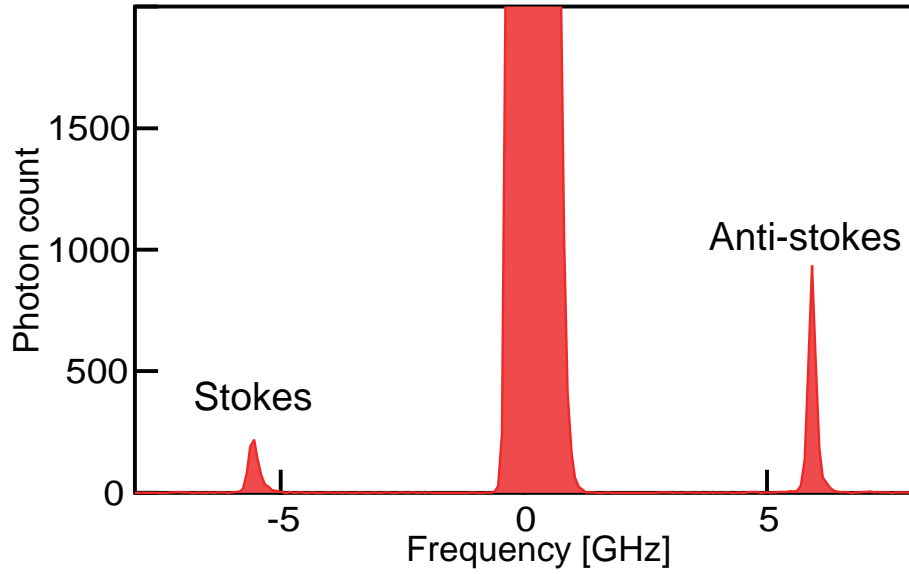


図 4.36: Micro-focused ブリルアン散乱分光法によって検出した光子スペクトル

Micro-focused ブリルアン散乱分光法によって検出した光子スペクトルとスピン波強度は以下の関係で示される [64–66]。

$$I_{SW} \propto \sqrt{I_{BLS}} \quad (4.22)$$

スピン波導波路は分散型材料により帯域が広がるため、光子スペクトルの帯域に対して積分値でスピン波強度を算出した。その式は

$$I_{SW} \equiv \int_{f_{min}}^{f_{max}} \sqrt{I_{BLS}} df \quad (4.23)$$

と定義した。

スピン波強度の空間分布の測定

本実験では Micro-focused ブリルアン散乱分光法によりスピン波強度の空間分布を測定した。試料台はモーションコントローラー (Model XPS Newport) を使用した。XYZ 軸の 3 方向での移動が必要であり、分解能は最低 10 nm で範囲は 100 μm 以上が求められる。

試料の移動は要求される精度が横方向 (x, y 軸) と縦方向 (z 軸) で異なるために、それぞれ独立に移動させた方がよい。本実験で使用したモーションコントローラーは圧電素子を用いて移動を行っており、XYZ 軸それぞれ独立に移動的できる。試料を観測するために CCD カメラを使用し、青色レーザから白色光を抜き取り図 4.37 のような白黒画像を映し、実時間でモニタリングした。

試料のドリフトなどによって試料の x, y 軸方向はずれていくため、動的な調整が必要になる。ドリフトを検出するために、参照画像のパターン認識を使用した。参照画像はリアルタイムの CCD 画像により選択するため、本実験では図 4.37 に示す特徴領域を参照画像とした。参照画像のパターンとして、曲線・エッジ・色の濃淡といった特徴量が多い領域が望ましい。そのため、帰還構造の曲線部と、アンテナ・導波路のパーマロイ・基板の SiO_2 の色の濃淡がある領域に指定した。

焦点にかかわる z 軸方向については、測定中に焦点距離の範囲内よりも十分小さい振動にする必要があるため、 x, y 軸よりも分解能の高い調節が必要になる。本実験では焦点位置になると光の反射強度が最大になることを利用し、反射光をフォトダイオードで検出した。測定点を移動するごとに z 軸を掃引し、反射光の最大値の位置を探すことで動的に調整した。

これらの装置を利用して、以下の手順で測定を行った。

1. 顕微鏡画像から特徴領域を定義し、相対座標を指定する。図 4.37 では、アンテナと帰還構造の曲線部分の特徴領域としている。
2. 測定したい領域に対して行×列を指定し、初めに測定する位置にレーザーの位置を合わせる。
3. 高周波・外部磁場を出力する。
4. 試料から反射してきた光をフォトダイオードで検出し、焦点合わせのために試料台高さ (z 軸) をフォトダイオードの電圧が最大になるように調整する。高さ方向 (z 軸) のスキャン範囲は $\pm 300 \text{ nm}$ の範囲とした。
5. TFP により光子のスペクトルを測定 (5~20 分)
6. 高周波信号の出力をオフ (熱の影響を排除するため 10 秒待機)
7. 再度高周波信号の出力をオン
8. 次に測定する位置に自動的にステージが移動
9. 4 番の手順に戻り、測定点全部の測定が終わるまで繰り返す

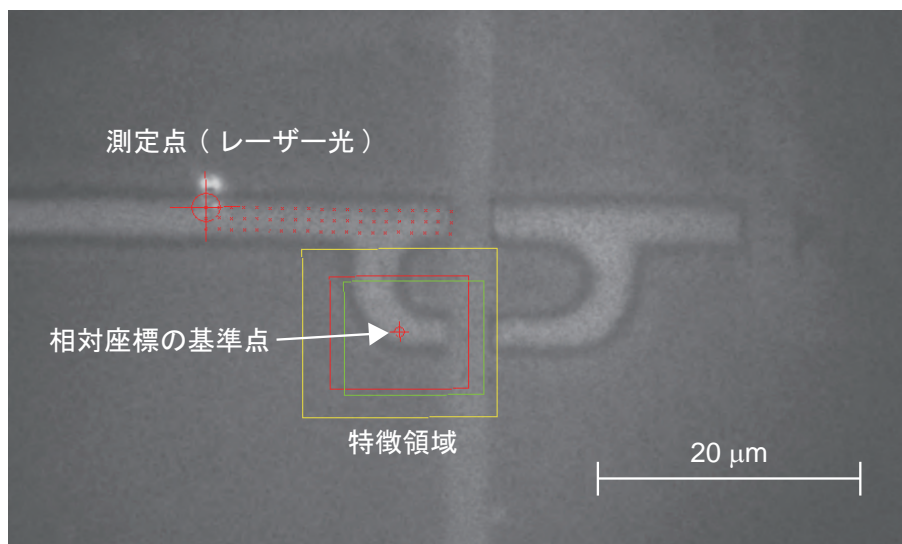


図 4.37: スピン波強度の空間分布の測定における CCD カメラ図

4.5 スルー型アンテナを使用したスピン波帰還構造の測定結果

以上の測定セットアップを元に、スピン帰還構造を用いたスピン波の増大実験を行った。実験概略図を図 4.38 に示す。試料はパーマロイ (Py) 薄膜を用いており、厚さ $t = 50 \text{ nm}$ 、線幅は $w_{Py} = 2 \text{ }\mu\text{m}$ である。また、図 4.38 より、2 アンテナによるスピン波励起励起を行った。アンテナ 1 に対しては Ground-Signal-Ground (GSG) プローブを採用している。アンテナ 2 も同様であり、線幅は両方とも $w_{Au} = 3 \text{ }\mu\text{m}$ である。励起周波数は $f = 5.93 \text{ GHz}$ であり、高周波発生器 (Anritsu MG3692C) より発生させる。また、高周波信号をスプリッターで分岐させ、アンテナ 2 に繋がる方に位相変調器 (ARRA 6425E) を接続する。位相変調器は 0° から 200° まで変更させた。励起パワーはそれぞれのアンテナに $P = 210 \text{ mW}$ を入力した。外部磁場は $H_{\text{ext}} = 400 \text{ Oe}$ をアンテナに対して平行に印加した。

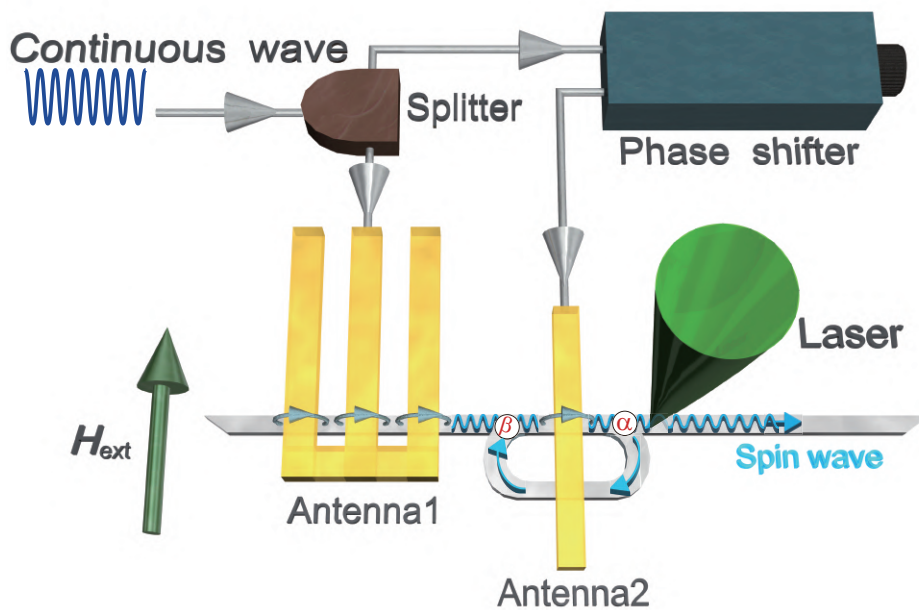


図 4.38: スピン波帰還構造を用いた実験概略図

本実験では、帰還構造の増幅率を評価するため、直線のみ導波路の参照試料を作製した。それを図 4.39 に示す。図 4.39(a) は帰還構造の実際の顕微鏡写真であり、倍率は 50 倍である。アンテナ 1 の線幅は $w_1 = 3 \text{ }\mu\text{m}$ 、間隔は $g_1 = 3 \text{ }\mu\text{m}$ であり、帰還構造の直線部の端部分に配置している。アンテナ 2 の線幅は $w_2 = 3 \text{ }\mu\text{m}$ であり、帰還構造のループ回路の中心である距離 $x = 20 \text{ }\mu\text{m}$ に横切るように配置している。

直線のみ参照試料を図 4.39(b) に示す。線幅は帰還構造の線幅と同じであり、アンテナの寸法と配置する位置も同じにしてある。

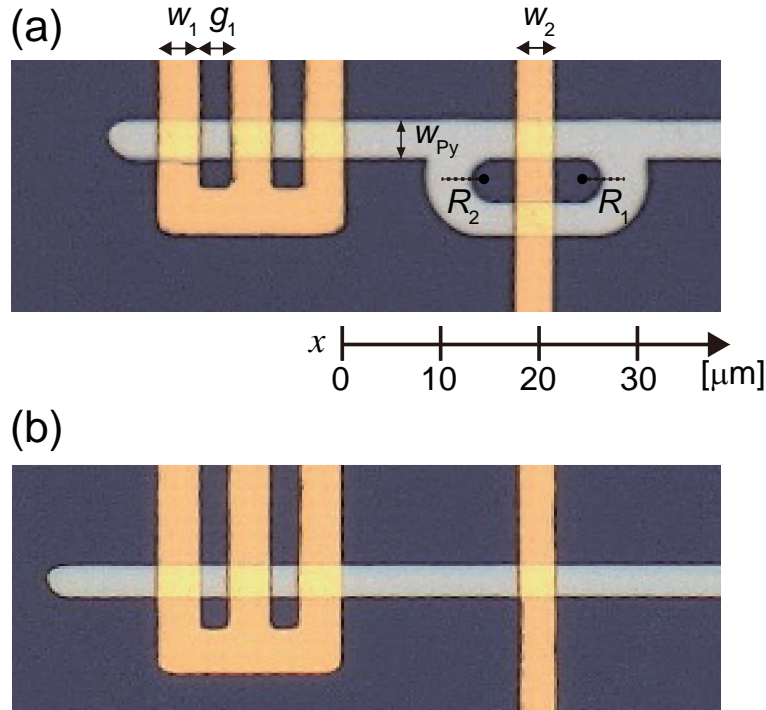


図 4.39: 帰還構造と増幅率評価のための参照試料

4.5.1 直線部におけるスピン波強度の空間分布

ブリルアン散乱分光法により直線部におけるスピン波強度の空間分布を測定した。励起周波数 6 GHz より、スピン波強度 I_{SW} は式 (4.23) を用いて

$$I_{SW} \equiv \int_{5.5\text{GHz}}^{6.5\text{GHz}} I_{BLS} df \quad (4.24)$$

と定義した。ブリルアン散乱分光法では Stokes, Anti-Stokes 過程の両方に光子強度が検出されるため、スピン波強度 I_{SW} 2つのスペクトルを足し合わせた強度とした。その結果を図 4.40 に示す。

アンテナ 2 に接続している位相変調器によって、位相は $\theta = 130^\circ$ にしている。距離 $x = 0 \mu\text{m}$ のとき、スピン波強度は $I_{SW} = 230$ であり、距離が長くなるにつれて単調に減少していく。最小強度は $x = 11 \mu\text{m}$ で $I_{SW} = 17.8$ であった。アンテナ 2 近傍では、距離 $x = 21 \mu\text{m}$ においてスピン波強度 $I_{SW} = 400$ であり、帰還構造において最大強度であった。その後、単調に減少していき、距離 $x = 33 \mu\text{m}$ で 14.3 に減少する。しかし、その後は距離が進んでもほとんどスピン波強度は一定になり、距離 $x = 39 \mu\text{m}$ でスピン波強度 $I_{SW} = 10.1$ となった。距離が長くなった時の強度が、熱励起で無いことを確認するため、高周波電力を入れない ($P = 0 \text{ mW}$) ときの強度と比較した。

熱励起 ($P = 0 \text{ mW}$) のときの測定結果を、図 4.40 の緑色の四角に示す。その結果、距離によらずほとんど一定になり、平均のスピン波強度は $I_{SW} = 2.5$ となった。そのため、高周波電力によって励起されたスピン波は、帰還構造のループ回路を伝搬し、強度が一定になっていることが明らかとなった。

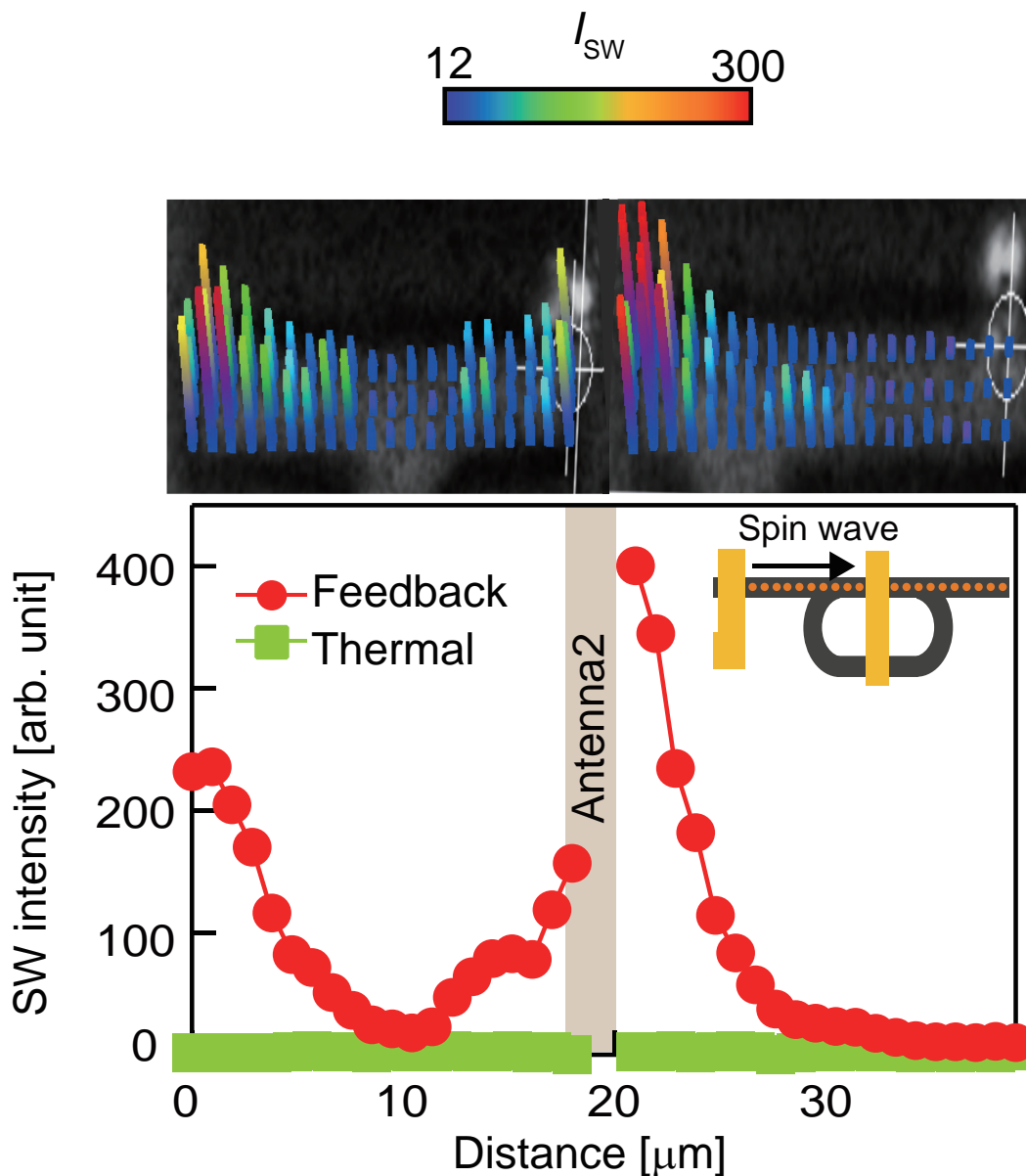


図 4.40: 帰還構造での直線部におけるスピนว波強度の空間分布

帰還構造のスピนว波強度を比較するため、2 アンテナ励起の構造の参照試料でも同様の測定を行った。その結果を図 4.41 に示す。距離 $x = 0 \mu\text{m}$ のときスピนว波強度 $I_{sw} = 300$ であり、単調に減少し、距離 $x = 11 \mu\text{m}$ で $I_{sw} = 22.5$ になる。距離 $0 < x < 18 \mu\text{m}$ の強度変化は帰還構造と類似している。しかし、アンテナ 2 近傍である距離 $x = 21 \mu\text{m}$ では $I_{sw} = 305$ となっており、帰還構造よりも小さい値になった。距離 $25 < x < 38 \mu\text{m}$ の領域内でも、帰還構造よりも急激に減衰している。

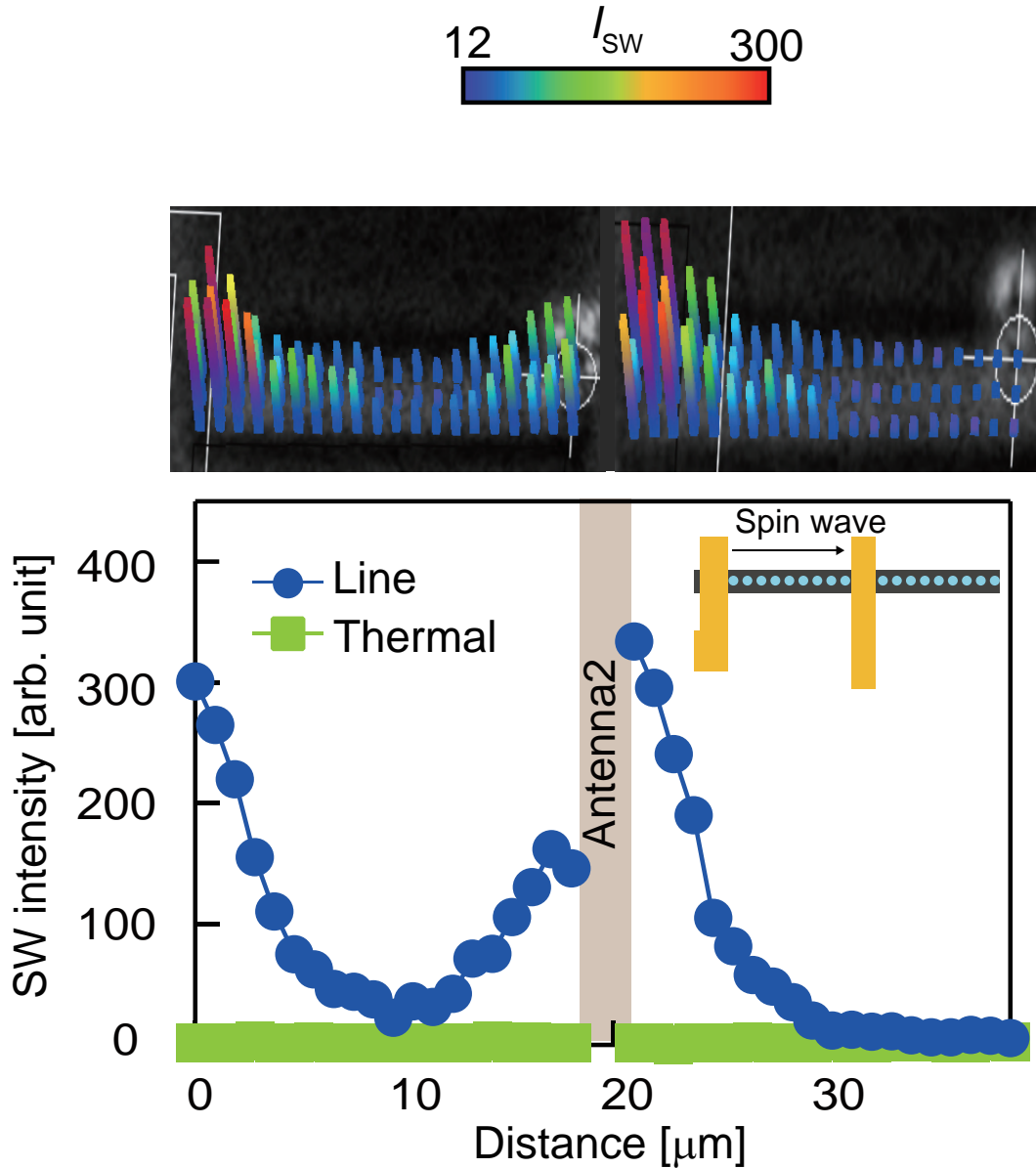


図 4.41: 参照試料での直線部におけるスピン波強度の空間分布

4.5.2 出力部での励起位相による強度依存性

スピン波帰還構造は、干渉による影響が大きいため位相による強度変化が重要であると考えた。そこで、帰還構造の出力部である距離 $x = 31 \mu\text{m}$ において、位相変調器によって励起位相によるスピン波強度依存性を測定した。その結果を図 4.42 に示す。赤丸は帰還構造を表し、青丸は直線導波路のみの参照試料のスピン波強度を示している。帰還構造では、励起位相 $\theta = 107^\circ, 130^\circ$ のときにそれぞれ $I_{SW} = 34.7, 34.6$ であるが、励起位相 $\theta = 150^\circ$ のとき $I_{SW} = 26.2$ になった。しかし、参照試料では励起位相によるスピン波強度の変化は見られず、スピン波強度は平均 $I_{SW} = 10.0$ であった。そのため、帰還構造による位相の干渉によってスピン波強度は大きく変化することが確認でき、強め合う位相に合わせれば最大 3.4 倍のスピン波が増大した。

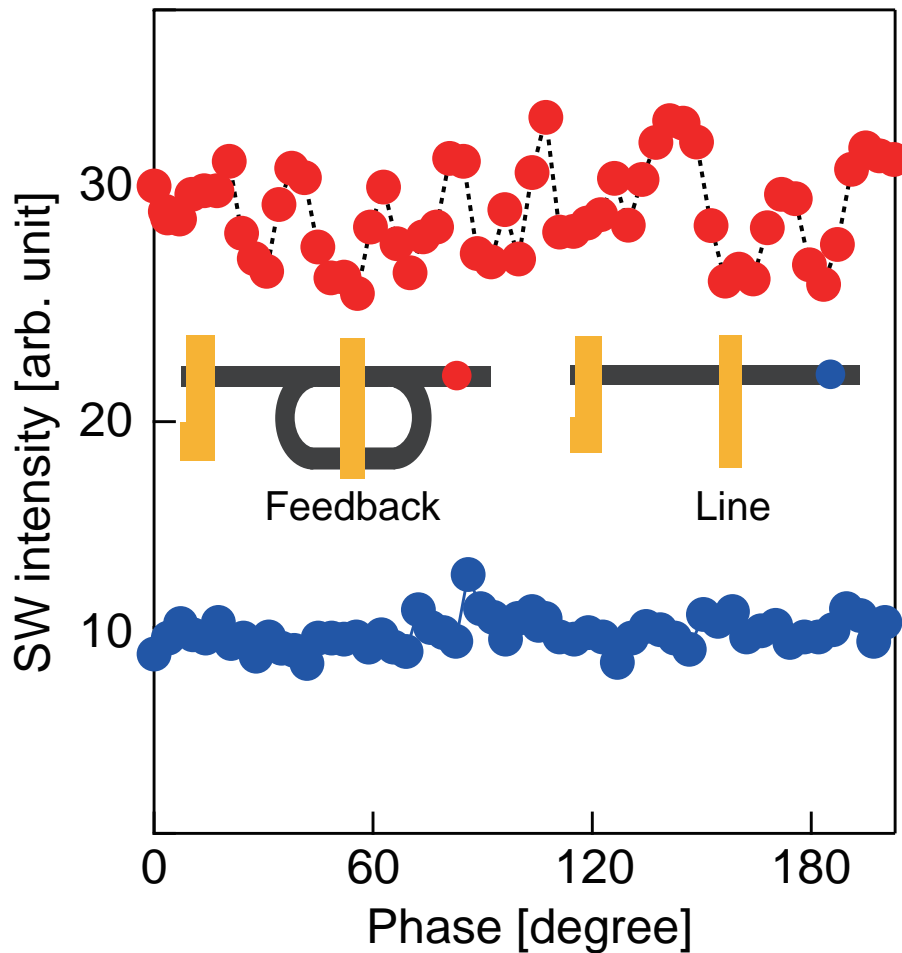


図 4.42: 出力部での励起位相による強度依存性

図 4.42 でのランダムな振動は、測定系の誤差の可能性もある。しかし、実際に測定した光子数では最小値・最大値で 2 倍以上あることから、測定系の誤差ではないと判断した。グラフ上で差が小さくなっているのは、式 (4.22) から光子数を平方根に変換してスピン波強度の比にしたからである。

ランダムな振動をより詳細に解析するため、励起位相による強度依存性を計 5 回測定し、エラーバーを付けた。その結果を図 4.43 に示す。

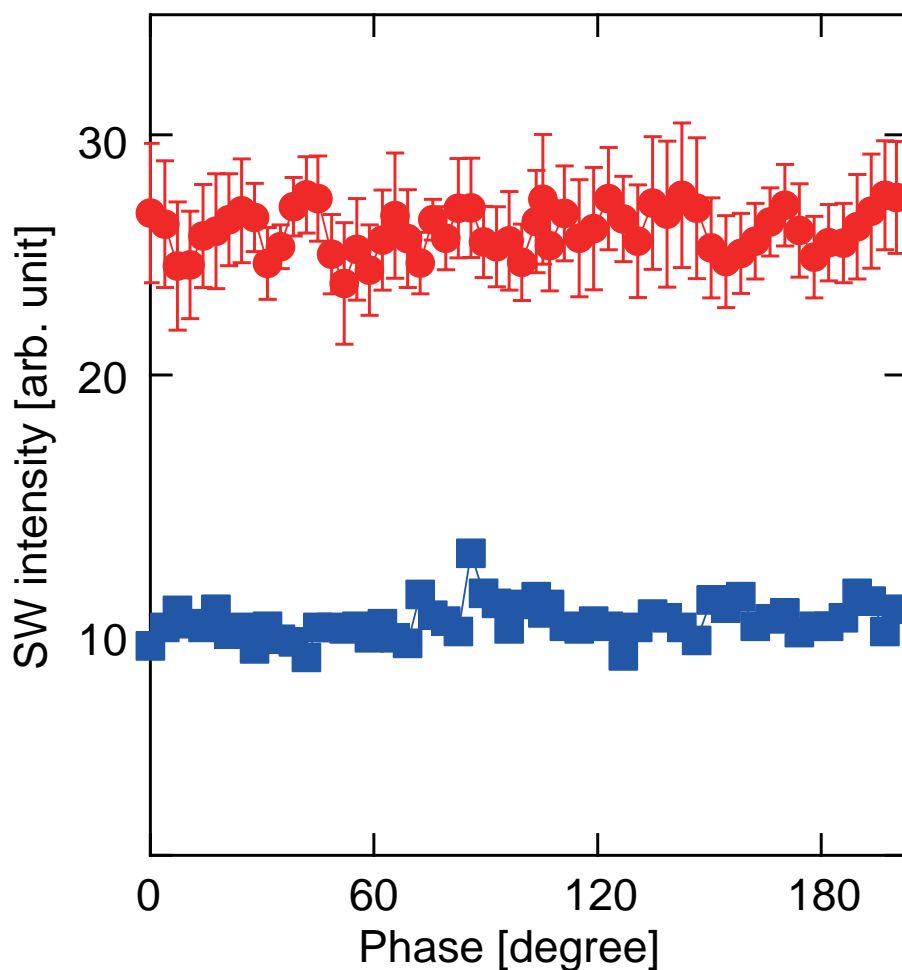


図 4.43: 5 回測定時の出力部での励起位相による強度依存性。5 回分測定の平均値として標準偏差をエラーバーとして表示している。

出力部のスピン波強度から、増幅効率を算出する。帰還構造の場合、スピン強度比 $I_{\text{SW}}(x = 31\mu\text{m})/I_{\text{SW}}(x = 0\mu\text{m})$ より 15.1 % (84.9 % の損失) となる。参照試料の場合、スピン波強度 $I_{\text{SW}}(x = 31\mu\text{m})/I_{\text{SW}}(x = 0\mu\text{m})$ より 3.3 % (96.7 % の損失) となった。

4.5.3 曲線部におけるスピン波強度の空間分布

帰還構造によるスピン波の増大を解析するため、ループ回路の曲線部におけるスピン波強度の空間分布を測定した。リング部では幅方向における強度も重要になるため、内側 (Inner)・真ん中 (Centre)・外側 (Outer) の 3 列で空間分布を測定した。励起位相は出力部において強度が最大・最小位相である $\theta = 130^\circ, 150^\circ$ でそれぞれ測定を行った。

右側リング部におけるスピン波強度の空間分布を図 4.44 に示す。右側リング部では、干渉点 α においてスピン波強度が強くなっている。位相 $\theta = 130^\circ$ では

- 内側 [図 4.44(a)]: $I_{\text{SW}} = 572$
- 真ん中 [図 4.44(b)]: $I_{\text{SW}} = 321$

- 外側 [図 4.44(c)]: $I_{SW} = 309$

となっている。位相 $\theta = 150^\circ$ では

- 内側 [図 4.44(d)]: $I_{SW} = 468$
- 真ん中 [図 4.44(e)]: $I_{SW} = 277$
- 外側 [図 4.44(f)]: $I_{SW} = 270$

となった。これらの結果から、スピン波強度はアンテナ 1 とアンテナ 2 からのスピン波の干渉による位相合わせによって大きく変化していることが明らかとなった。また内側・真ん中・外側によって大きく強度が異なっており、幅方向によるスピン波伝搬の影響が表れていた。

次に、リング部の底の部分でのスピン波強度を比較を行う。位相 $\theta = 130^\circ$ では

- 内側 [図 4.44(a)]: $I_{SW} = 385$
- 真ん中 [図 4.44(b)]: $I_{SW} = 432$
- 外側 [図 4.44(c)]: $I_{SW} = 601$

となっている。位相 $\theta = 150^\circ$ では

- 内側 [図 4.44(d)]: $I_{SW} = 317$
- 真ん中 [図 4.44(e)]: $I_{SW} = 468$
- 外側 [図 4.44(f)]: $I_{SW} = 500$

となった。リング部の底においても、励起位相によってスピン波強度が異なっていた。リング部において、スピン波強度が弱い部分でも平均 $I_{SW} = 33.3$ で推移しており、熱励起によるスピン波強度 I_{SW} よりも十分大きい強度が観測できたことから、スピン波は右側リングを伝搬していることを確認できた。また、干渉点 α のスピン波強度と比較して、リングの底のスピン波強度の方が大きくなっていた。そのため、アンテナ 1,2 から励起されるスピン波の干渉だけでなく、ループ回路を繰り返し周回したことによるスピン波強度の増大が生じた。

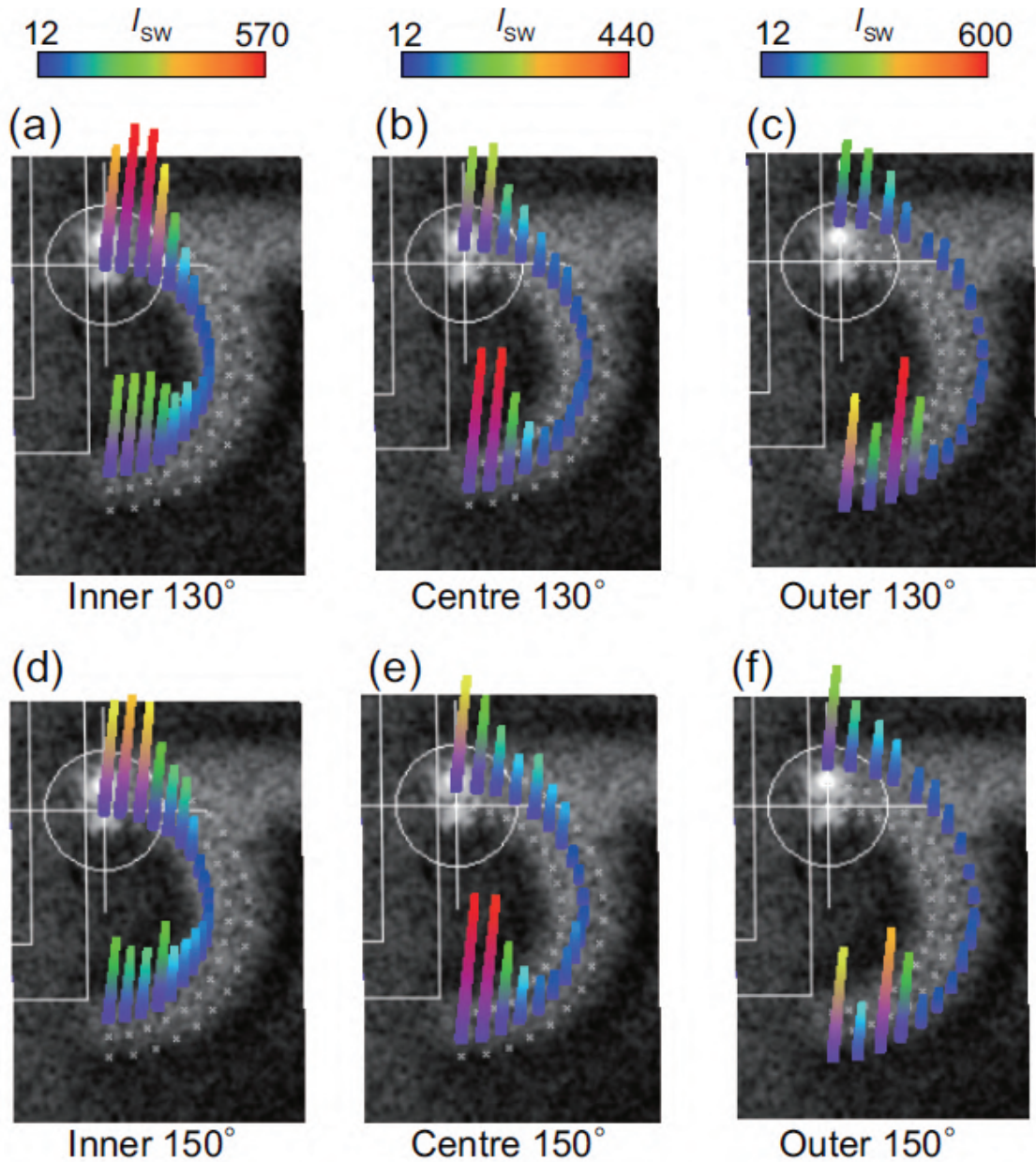


図 4.44: 右側リングの空間分布

ループ回路のスピนว波伝搬を解析するため、マイクロ電磁界シミュレーションソフト (Mumax3) を利用してリング部での内部磁場 H_{in} を計算した。その解析結果を図 4.47(a) に示す。帰還構造の上の直線部と下の直線部において、外部磁場の印加方向である y 軸における内部磁場は反磁場 H_d によって $H_{in} = 360$ Oe まで減少している。リング部においては赤色の領域に示すように、 $H_{in} = 400$ Oe となっている。リング部においては、内部磁場の勾配が発生している。この磁場勾配によってモード変換バンドが生成されるため、異なるスピนว波の伝搬モードであっても大きな損失なくスピนว波がリング部を伝搬する。本実験では表面スピนว波 (MSSW) と後進体積スピนว波 (BVMSW) であるため、式 (2.63), (2.80) を使用した。ただし、磁気回転比 $\mu_0\gamma = 2.21 \times 10^4$ Hz·A $^{-1}$ 、飽和磁化 $M_s = 7.95 \times 10^5$ A/m、厚さ $d = 50$ nm である。実験から求めた数値はそれぞれ $(f, k) = 5.93$ GHz, 0.1 μm^{-1} であり、図 4.47(b) の白色の領域に相当する。そのため、リング部の中心部でモードが表面

スピン波から後進体積スピン波eに変換され、リング部から直線部に戻る場合も同様にモード変換が発生する。

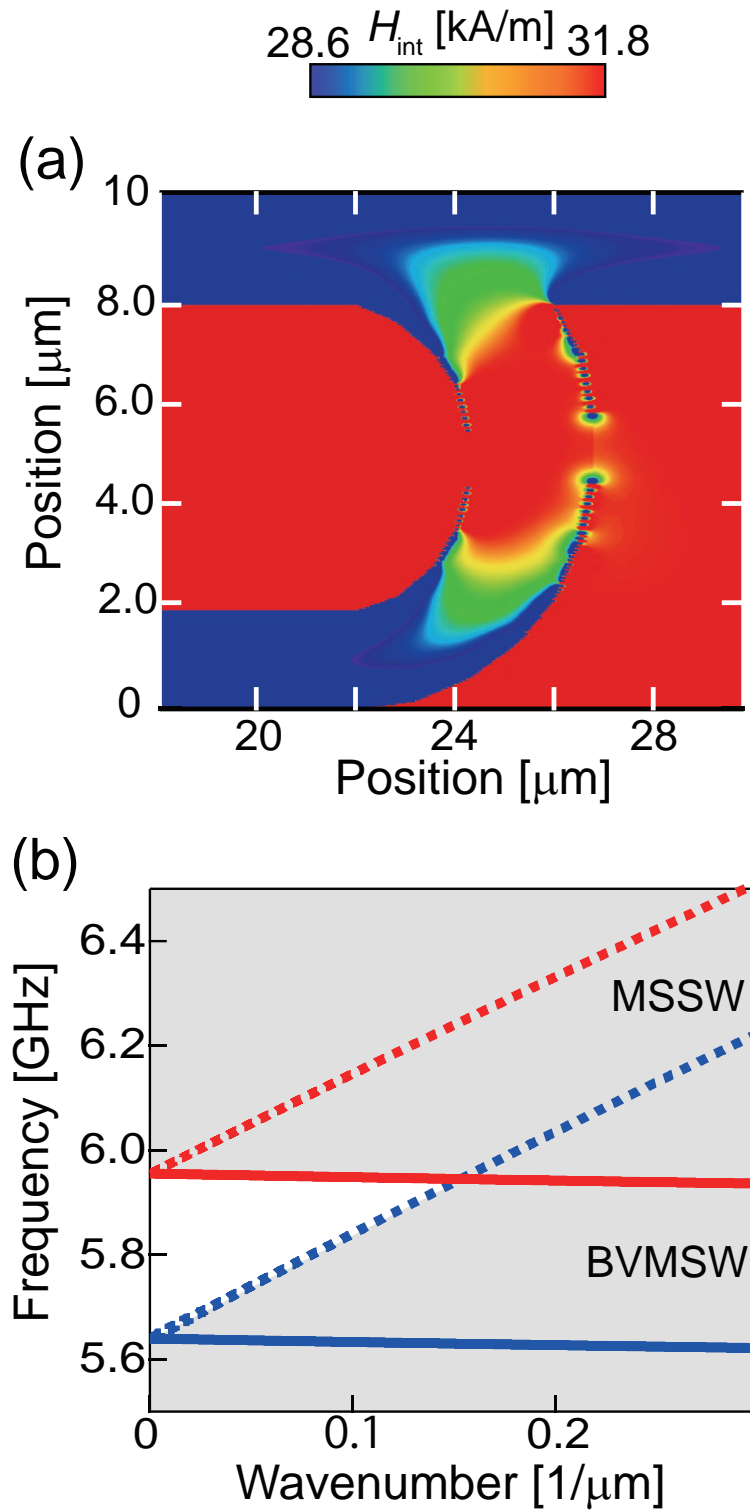


図 4.45: 右側リングの内部磁場勾配

左側リング部におけるスピン波強度の空間分布を図 4.44 に示す。左側リング部では、干渉点 β に

においてスピン波強度が強くなっている。位相 $\theta = 130^\circ$ では

- 内側 [図 4.44(a)]: $I_{SW} = 78.4$
- 真ん中 [図 4.44(b)]: $I_{SW} = 63.5$
- 外側 [図 4.44(c)]: $I_{SW} = 325$

となっている。位相 $\theta = 150^\circ$ では

- 内側 [図 4.44(d)]: $I_{SW} = 123$
- 真ん中 [図 4.44(e)]: $I_{SW} = 58.7$
- 外側 [図 4.44(f)]: $I_{SW} = 240$

リング部において、スピン波強度が弱い部分でも平均 $I_{SW} = 12.3$ で推移しており、熱励起によるスピン波強度 I_{SW} よりも十分大きい強度が観測できたことから、スピン波は左側リング部を伝搬していることを確認できた。これらのリング部の結果から、スピン波はループ回路全体を全般していることがわかり、スピン波がループ回路を周回していることを明らかにした。

右側リング部、左側リング部で、平均強度がそれぞれ $I_{SW} = 33.3$ 、 $I_{SW} = 12.3$ であることから、左右のリング部で大きく強度が異なっていた。これはアンテナ 1 から干渉点 β に直接励起されたことはないことを示しており、干渉点で 1 次励起、2 次励起によるスピン波の干渉によるものだというを示している。

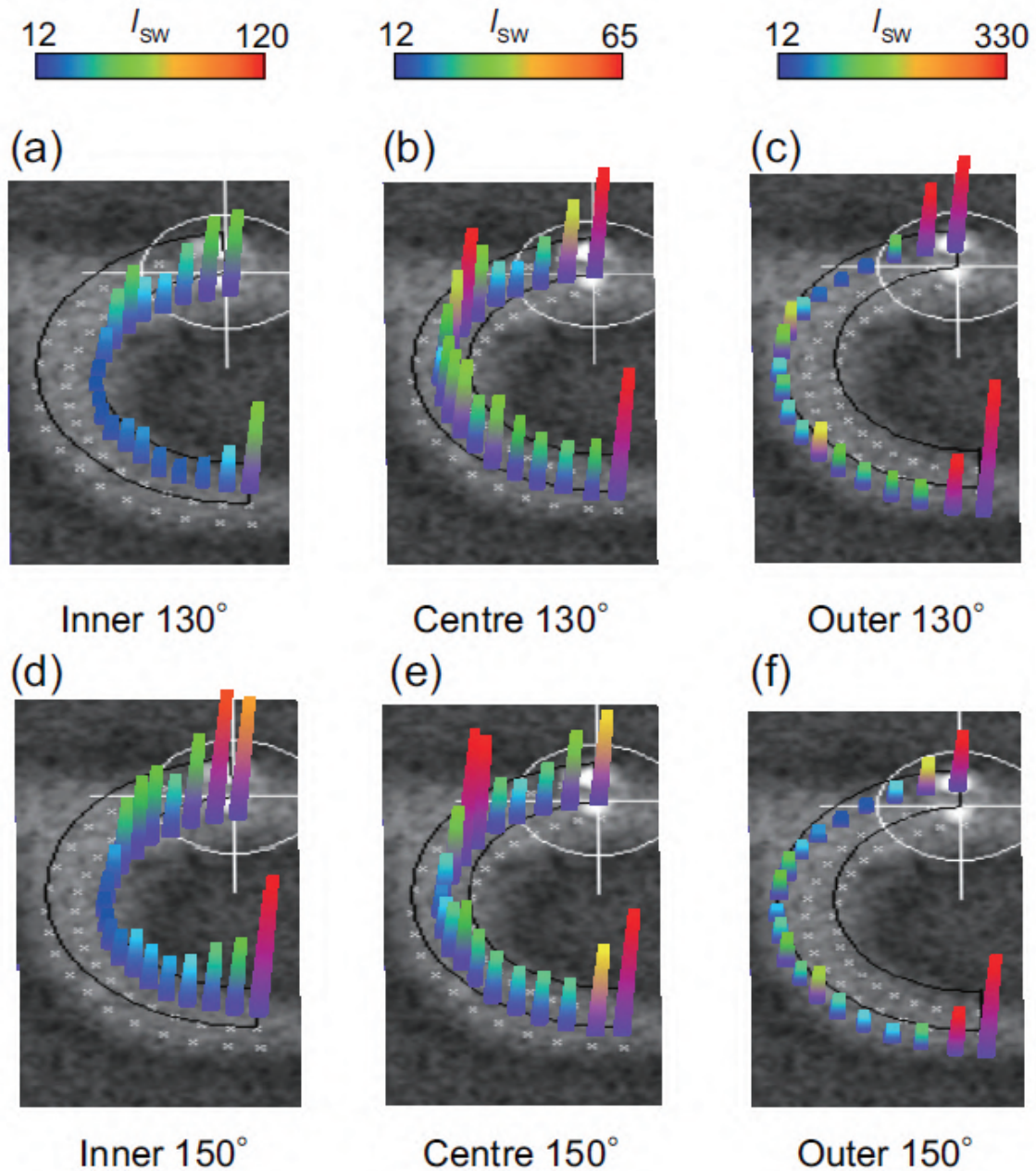


図 4.46: 左側リングの空間分布

ループ回路のスピนว伝搬を解析するため、マイクロ電磁界シミュレーションソフト (Mumax3) を利用してリング部での内部磁場 H_{in} を計算した。その解析結果を図 4.47(a) に示す。この結果も右側リングと同様にリング部で内部磁場勾配が発生していることがわかる。図 4.47(b) より、表面スピนว (MSSW) と後進体積スピนว (BVMSW) における分散関係を示す。リング部の内部磁場勾配と対応させると、白色の領域に示す変換バンドが生成されていることがわかる。

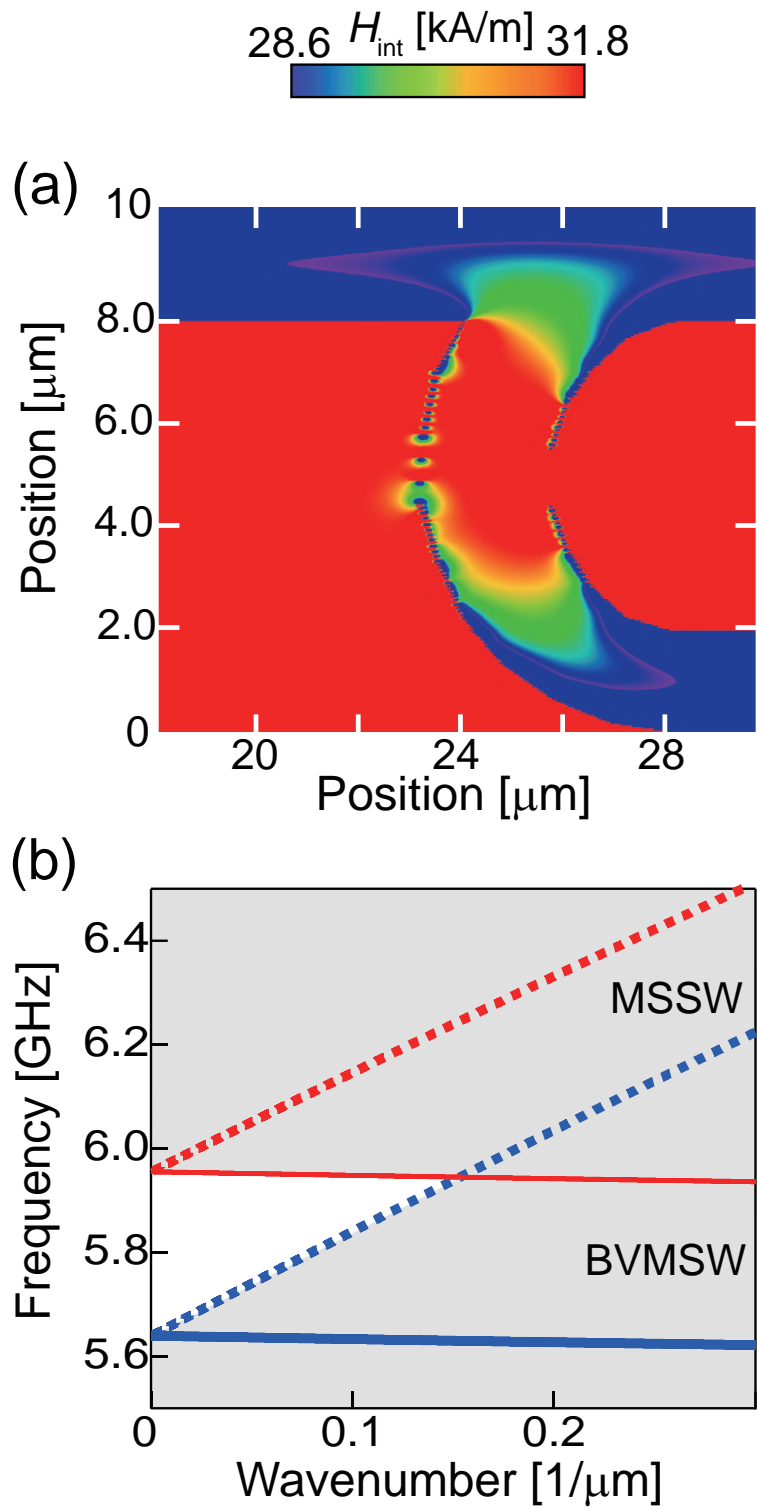


図 4.47: 左側リングの内部磁場勾配

4.5.4 出力部における周波数特性

帰還構造によるスピン波増幅効率について、波数分散による影響を考察した。帰還構造は直線のみ参照試料と比較して干渉点が多く、位相の少しのずれが増幅効率に大きく影響する。波数分散が大きいと、干渉効率を低下させる要因になる。波数分散による影響を調べるため、出力部における距離 $x = 21 \sim 39 \mu\text{m}$ での測定点において、Micro-focused ブリルアン散乱分光法で検出した周波数スペクトルを解析する。それらの結果を図 4.48 に示す。

周波数分散の解析のため、Stokes 過程において検出された周波数スペクトルのみで比較を行い、励起位相は出力部でスピン波強度が最大である $\theta = 130^\circ$ に設定した。参照試料と周波数分散を比較すると、帰還構造の方が、距離 $x = 24 \sim 28 \mu\text{m}$ において高周波成分において広がりが見られた。この周波数分散を解析するため、それぞれの周波数スペクトルを全半値幅 (FWHM) で評価した。その結果を図 4.49 に示す。

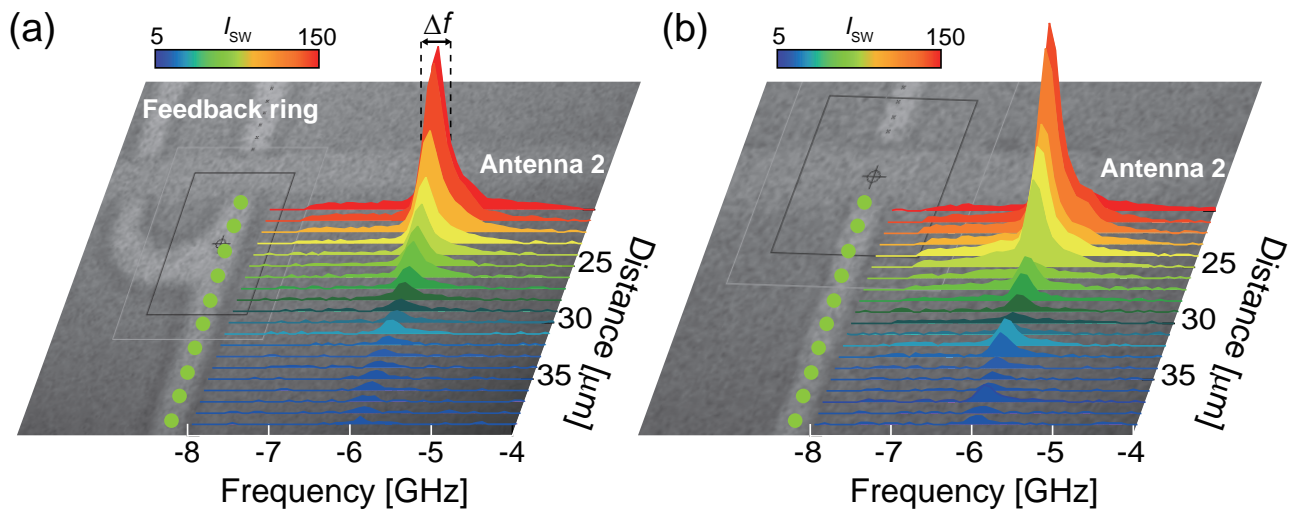


図 4.48: Micro-focused ブリルアン散乱分光法によって検出した周波数スペクトル

帰還構造と参照試料のどちらも、距離 $21 < x < 26 \mu\text{m}$ では全半値幅 $\Delta f = 0.4 \text{ GHz}$ でほとんど一定である。しかし、距離 $x > 27 \mu\text{m}$ になると参照試料の FWHM はランダムに増大し、距離 $x = 27, 31 \mu\text{m}$ で $\Delta f = 1.5 \text{ GHz}$ 、距離 $x = 36 \mu\text{m}$ で $\Delta f = 0.51 \text{ GHz}$ になった。一方で帰還構造における FWHM は距離によらず $\Delta f = 0.4 \text{ GHz}$ でほとんど一定であった。出力部 $x > 30 \mu\text{m}$ では、帰還構造の FWHM は参照試料と比較して小さくなっている。このことから、帰還構造は周波数分散が小さくなっていることにより干渉による強め合いが効率よく行われ、増幅効率が増大したことが考えられた。

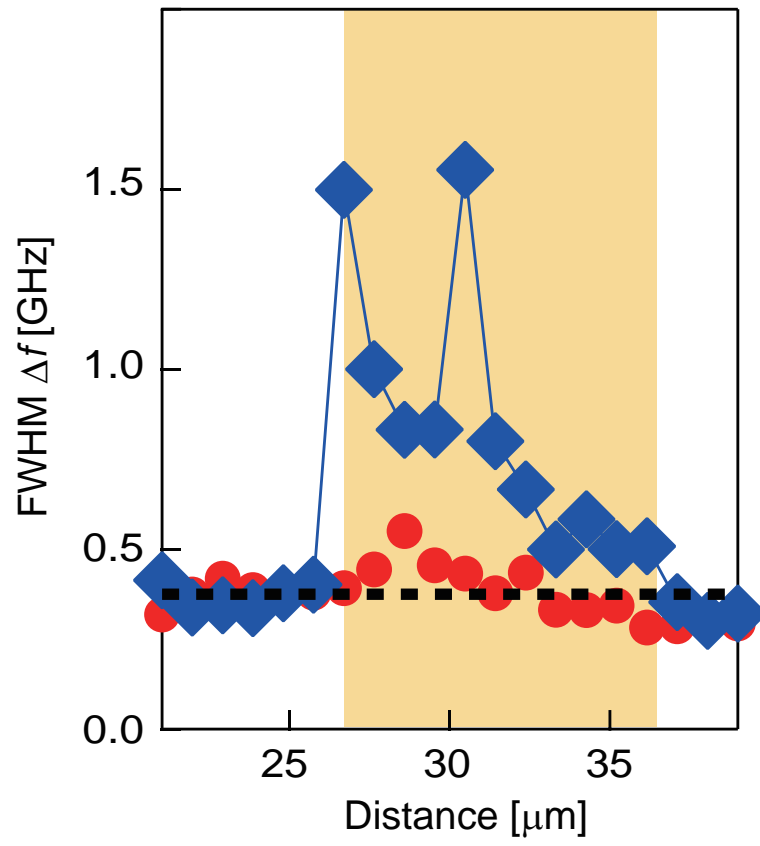


図 4.49: 全半値幅による解析結果

4.5.5 励起位相によるスピン波強度のランダムな振動

出力部における励起位相によるスピン波強度依存性より、励起位相によってランダムな振動が見られた。上記のマイクロメートルサイズのスピン波帰還構造の実験において、励起位相 $\theta = 130^\circ$ のときの幅方向を含めたリング部でのスピン波の強度分布を図 4.50 に示す。

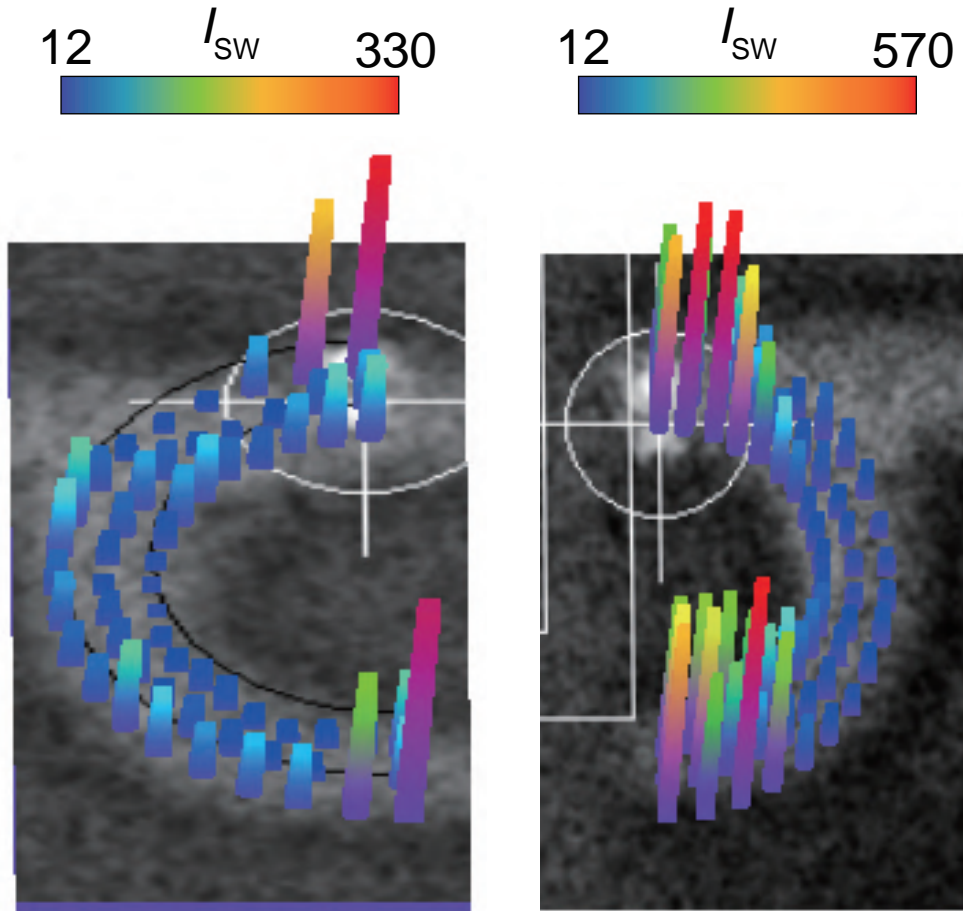


図 4.50: リング部における幅方向のスピン波強度の違い

リング部でのスピン波強度の空間分布から幅方向の伝搬によってスピン波伝搬が複雑になっている可能性がある。すべての幅方向の伝搬を考慮したモデル式を作製するのは困難であるため、リング部で測定した3列でのスピン波伝搬を考慮した。

スピン波の強度分布は、以下の式で表すことができる。

$$I_{SW} = y_0 + \sin(k \cdot x + \theta) \quad (4.25)$$

ただし、 y_0 はスピン波強度のオフセット、 k はスピン波の波数、 x はリング部上部のアンテナ2近傍を0としたときの伝搬距離、 θ は位相を表している。リング部でのスピン波強度の空間分布の測定結果である図 4.46 より、列ごとに1次元の空間分布に対して以下の式でフィッティングを行った。その結果を、図 4.51 に示す。

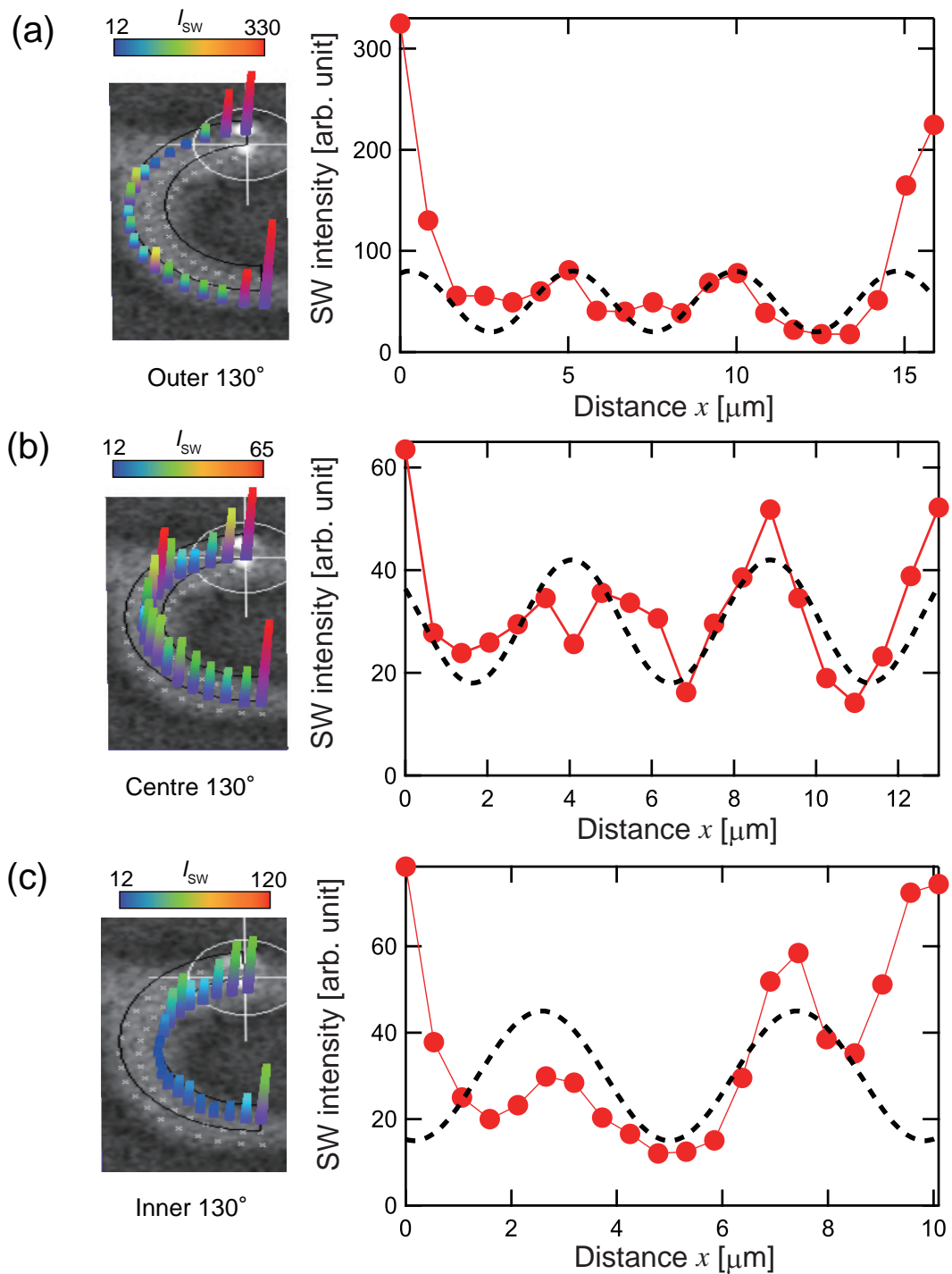


図 4.51: 励起位相 $\theta = 130^\circ$ のときのリング部におけるスピン波の強度分布でのフィッティング (a) Outer (b) Centre (c) Inner それぞれのスピン波の強度分布とフィッティング結果を表している。

ただし、初期位相は Outer の列に対応するスピン波の波長の位相を基準としている。フィッティングを行った結果として、それらの式は

$$I_{\text{SW(outer)}} = 50 + 30 \sin(1.3 \times 10^6 \cdot x + 0) \quad (4.26)$$

$$I_{\text{SW(centre)}} = 30 + 15 \sin(1.3 \times 10^6 \cdot x - \frac{19}{20}\pi) \quad (4.27)$$

$$I_{\text{SW(inner)}} = 30 + 12 \sin(1.3 \times 10^6 \cdot x - \frac{11}{25}\pi) \quad (4.28)$$

で表される。これらの結果から、リング部の幅方向によって位相ずれが発生していることがわかった。同様に励起位相を変えた $\theta = 150^\circ$ のときも同様にフィッティングを行った。その結果を、図 4.52 に示す。

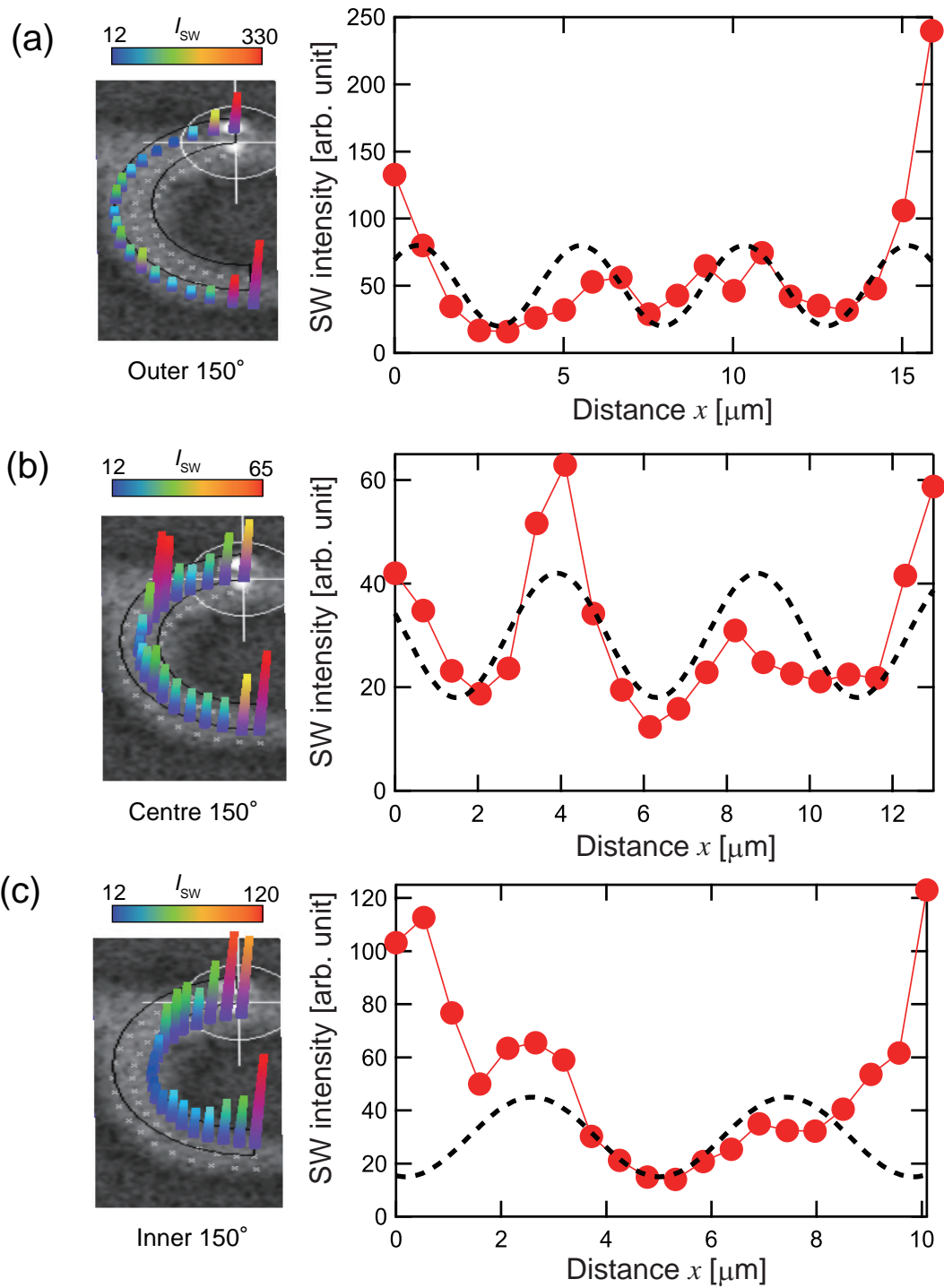


図 4.52: 励起位相 $\theta = 150^\circ$ のときのリング部におけるスピン波の強度分布でのフィッティング。(a) Outer (b) Centre (c) Inner それぞれのスピン波の強度分布とフィッティング結果を表している。

フィッティングを行った結果として、それらの式は

$$I_{\text{SW(outer)}} = 50 + 30 \sin(1.3 \times 10^6 \cdot x - \frac{4}{25}\pi) \quad (4.29)$$

$$I_{\text{SW(centre)}} = 30 + 15 \sin(1.3 \times 10^6 \cdot x + \frac{1}{2}\pi) \quad (4.30)$$

$$I_{\text{SW(inner)}} = 30 + 12 \sin(1.3 \times 10^6 \cdot x - \frac{19}{20}\pi) \quad (4.31)$$

で表される。

励起位相を変更したときの波長の初期位相 θ は励起位相によらず、ランダムに変化していた。幅方向の3列すべてにおいても同様にランダムな位相変化が観測された。本研究では3列でのモデル式を算出したが、経路長が異なる場合の共振条件の式(4.3)より、3列のみで簡易化したモデルでも9つの共振条件があることから、幅方向による伝搬による複雑な伝搬によって励起位相がランダムに変化していることが考えられた。

4.6 スピン波帰還構造の周回運動の解析

これまでの実験では、微細化した帰還構造を用いてスピン波増大効果を観測することができた。しかし、伝搬効率が15.1%と悪いことから増幅効率を上げる必要がある。本節では、スピン波の周回運動を解析することで、スピン波増大の要因について考察した。周回運動の中で、直線部とリング部が接続されている干渉点での分岐比による特性を解析した。

スピン波帰還構造のアンテナ配置により、スピン波の周回運動は図4.53に示される。例として、分岐比が直線部とリング部で1:1のときを考えた。アンテナ1,2から励起されるスピン波強度を1としている。ただし、このモデルでは簡略化のため、曲線伝搬での伝搬損失や磁気ダンピングによる伝搬損失は無視している。

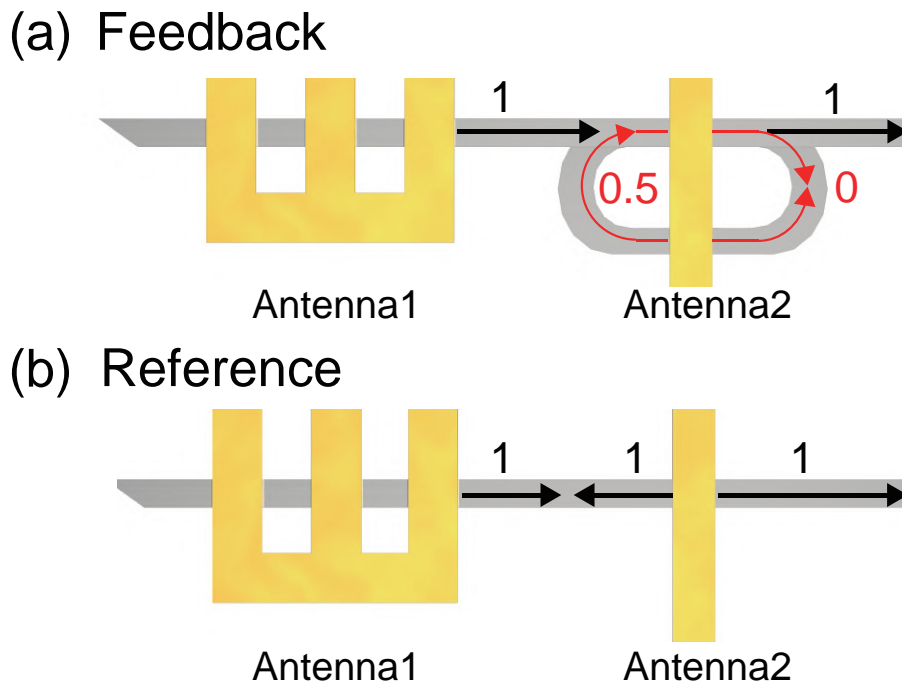


図 4.53: 分岐比が直線部とリング部で 1:1 のときのスピン波の伝搬モデル (a) 帰還構造におけるスピン波伝搬。(b) 参照試料におけるスピン波伝搬。

スピン波帰還構造での伝搬である図 4.53(a) より、ループ回路は右回りの伝搬によって増幅が実現する。しかし、アンテナ 2 は右回りに寄与するスピン波だけでなく、逆方向である左回りに寄与するスピン波も同時に励起する。そのため、左側のリングでの伝搬は打ち消され、ループ回路通過後の出力でのスピン波強度はアンテナ 1 で励起される強度 1 のまま伝搬する。

同様の条件で参照試料の伝搬を示したモデルを図 4.53(b) に示す。アンテナ 1 から励起されたスピン波はアンテナ 2 から励起される左方向のスピン波に打ち消され、出力でのスピン波強度は 1 となる。

これらの帰還構造と参照試料の伝搬モデルの比較から、分岐比が 1:1 のときは出力強度に差は生まれないことがわかる。

スピン波帰還構造の分岐比による増幅率試算

前節では、分岐比が直線部とリング部で 1:1 の場合のみを考慮した。そこで、分岐比を直線部とリング部で 2:3 としたときの伝搬モデルを考える。図 4.54 では 1 週目と 2 週目における伝搬モデルを示す。

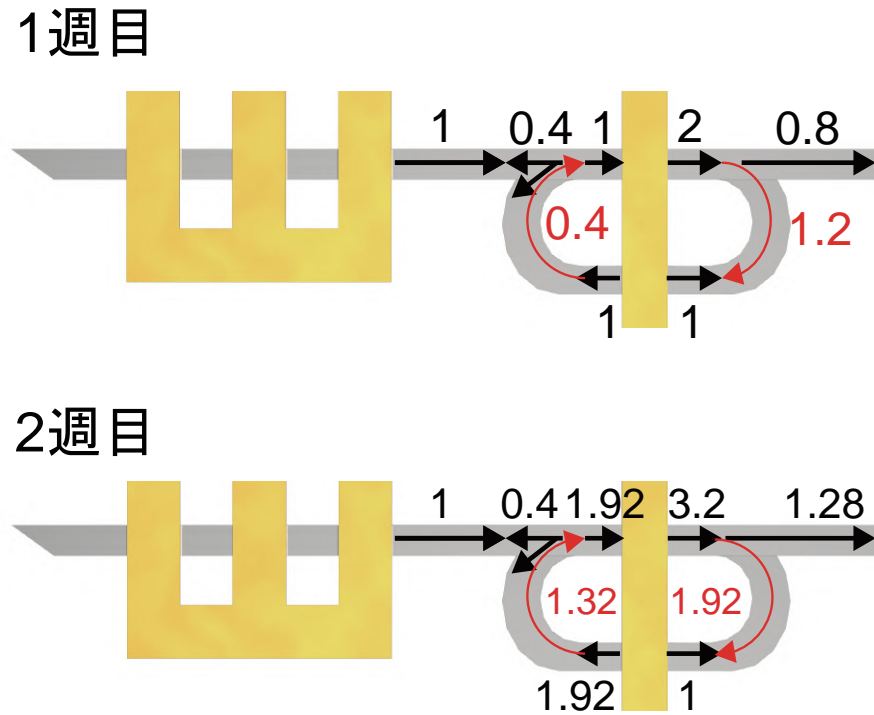


図 4.54: 分岐比が直線部とリング部で 2:3 のときのスピン波の伝搬モデル。ループ回路において右回りのスピン波が強度が大きくなるため、1 週目、2 週目と周回するにつれて出力部でのスピン波強度が増大する。

分岐で直線部よりリング部に流入するスピン波強度が大きいと、図 4.54 より右側リング部において右回りのスピン波が伝搬することになる。その結果、右回りで伝搬したスピン波はアンテナ 2 を介してループ回路を周回するごとに増大する。分岐比を直線部とリング部で $P:Q$ として、 n 週目における増幅率 A を式で表すと、

$$A_n = A_{n-1}(1 + Q) \quad (4.32)$$

となる。この式 (4.32) から、分岐比が $Q/P = \text{リング部/直線部} > 1$ でないと増幅はできない。そのため、増幅条件として、分岐点において直線部よりもループ回路に流入するスピン波強度を大きくする必要がある。

アンテナから励起されるスピン波強度を 1 と定義し、 $P:Q = 0.4:0.6$ としたとき、周回の回数に対する増幅率依存性を図 4.55 に示す。1 週目では $A_1 = 0.8$ であるが、2 週目以降は $A_2 = 1.28$ となり、6 週目までいくと $A_6 = 13.4$ となりスピン波が増幅していく。ただし、実際のスピン波帰還構造では 3.4 倍の増幅率でとどまっていることから、磁気ダンピングによる伝搬損失と曲線部での伝搬損失によってある閾値で増幅率が飽和していると考えられた。

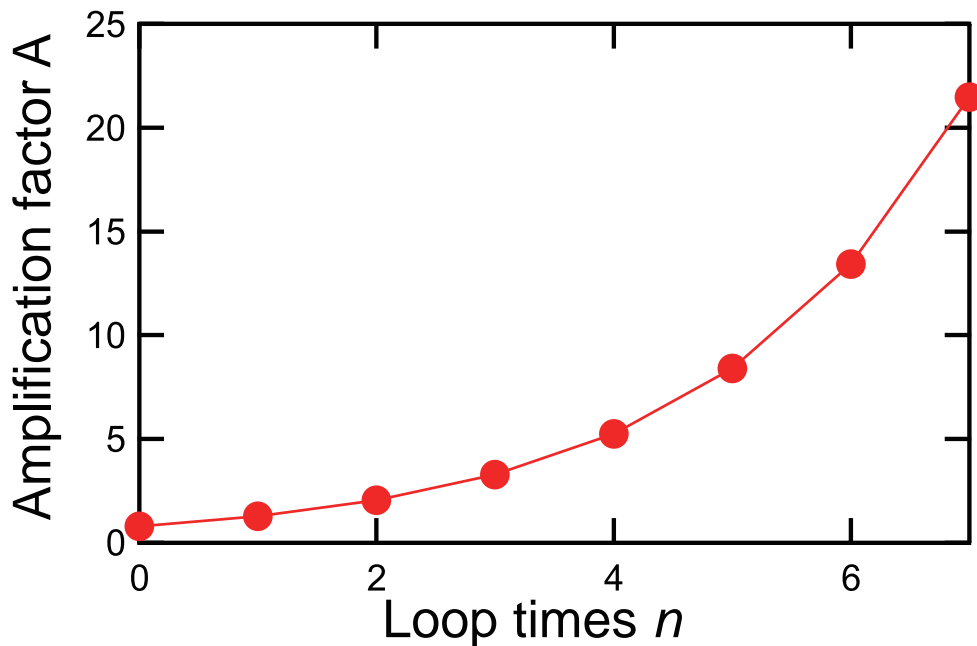


図 4.55: 分岐比が直線部とリング部で 2:3 のとき、ループ回路の周回回数に対する増幅率依存性。

スピン波帰還構造の線幅による分岐比依存性

周回運動の解析から、スピン波帰還構造で増幅率を向上させるには分岐比が重要であることを明らかにした。作製したマイクロメートルサイズの帰還構造を用いて、分岐を実際に算出して線幅ごとに比較した。その結果を図 4.56 に示す。

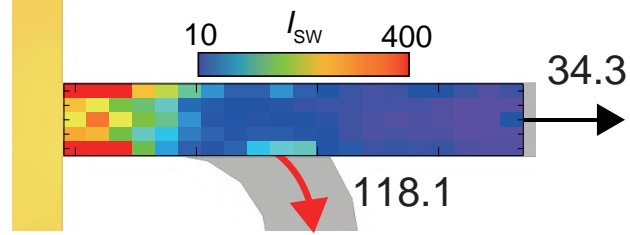
線幅 $w_{py} = 2 \mu\text{m}$ のスピン波帰還構造に対して、Micro-focused ブリルアン散乱分光法によって分岐部分を 5 列分のスピン波強度の空間分布を測定した。その結果を図 4.56(a) に示す。分岐比は $P(\text{直線部}) : Q(\text{リング部}) = 34.3 : 118.1 \approx 7 : 2$ となり、リング部への流入の方が大きくなっていた。この結果から、線幅 $w_{py} = 2 \mu\text{m}$ のスピン波帰還構造では、増幅条件 $Q/P > 1$ を満たしていることを明らかにした。

線幅 $w_{py} = 3 \mu\text{m}$ のスピン波帰還構造に対して、Micro-focused ブリルアン散乱分光法によって分岐部分を中心 1 列分のスピン波強度の空間分布を測定した。その結果を図 4.56(b) に示す。分岐比は $P(\text{直線部}) : Q(\text{リング部}) = 41.9 : 56.7 \approx 3 : 4$ となり、リング部への流入の方が大きくなっていた。線幅 $w_{py} = 3 \mu\text{m}$ も増幅条件を満たしていたが、線幅 $w_{py} = 2 \mu\text{m}$ よりも分岐比に対するリング部への流入が小さい。式 (4.32) より分岐比に対するリング部への流入が多い (増幅条件 Q/P の値が大きい) 方が増幅効率がよくなるため、線幅が細い方が増幅効率が良くなると考えられた。そこで、線幅 $w_{py} = 1 \mu\text{m}$ も同様に分岐比を測定した。その結果を図 4.57 に示す。

線幅 $w_{py} = 2 \mu\text{m}$ では分岐比 $Q/P = 3.44$ であったが、線幅 $w_{py} = 1 \mu\text{m}$ では $Q/P = 1.35$ に低下した。この結果から線幅を細くするだけでなく、曲率や波数を考慮した最適化が必要だとわかった。

(a) $w_{Py} = 2 \mu\text{m}$

Antenna2



(b) $w_{Py} = 3 \mu\text{m}$

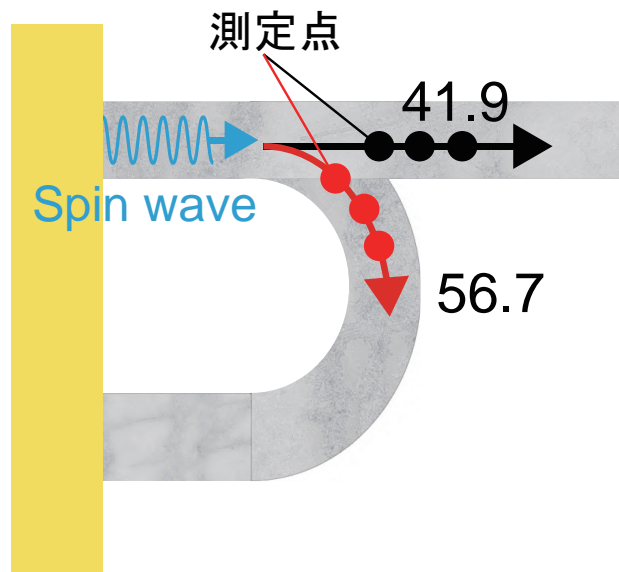


図 4.56: スピン波帰還構造の線幅による分岐比のイメージ (a) 線幅 $w_{Py} = 2 \mu\text{m}$ (b) 線幅 $w_{Py} = 3 \mu\text{m}$

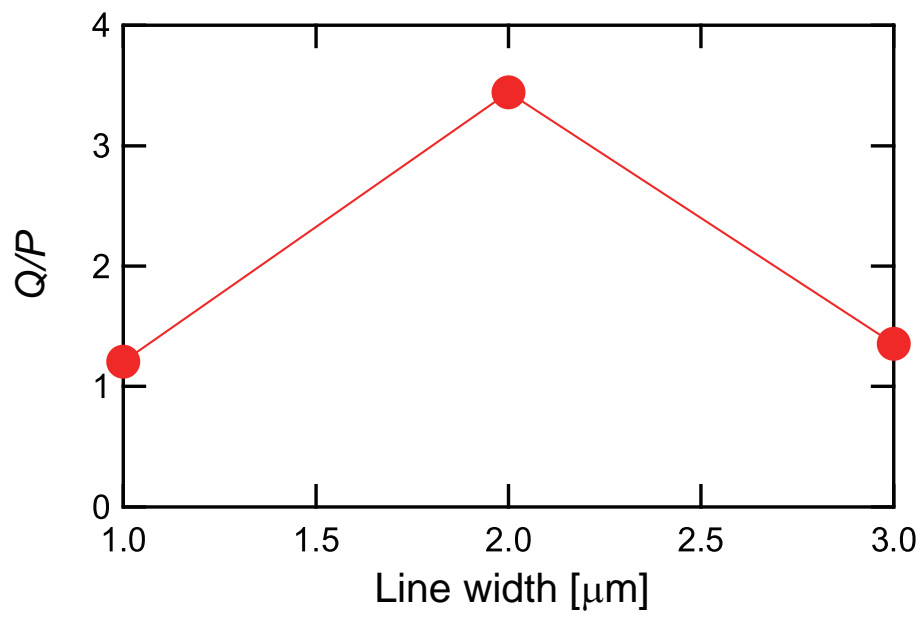


図 4.57: 帰還構造の線幅に対する分岐比依存性。分岐比は Q/P としており、1 以上で帰還構造の増幅条件を満たす。

4.7 スピン波帰還構造の設計最適化

前節では、増幅効率の上昇のため分岐比における解析を行った。増幅効率の上昇のためには、分岐比に加え、ループ長・周波数・波数といった複数のパラメータを最適化する必要がある。しかし、本研究で考案したスピン波帰還構造は最適化するためのパラメータが多く、すべてを解析するには莫大な時間がかかる。そこで、スピン波帰還構造のリング型ループ回路の形状を変化させた試料を複数作製して比較することで、最適化のための指標を作製できないかと考えた。本実験では、マイクロメートルサイズの帰還構造のリング長を変更した導波路を作製した。

実験のセットアップは図4.75のナノ帰還構造と同様の配置であり、2つのアンテナを用いてスピン波を励起する。周波数は $f = 6 \text{ GHz}$ 、電力はアンテナ1,2それぞれを $P_{in} = 210 \text{ mW}$ である。アンテナの線幅は $w_1 = w_2 = 3 \text{ }\mu\text{m}$ である。スピン波の検出には Micro-focused ブリルアン散乱分光法を使用した。

リング長を変更させた帰還構造を図4.58に示す。ループ回路の直線部分 L_R をそれぞれ (a) $L_R = 10 \text{ }\mu\text{m}$ 、(b) $L_R = 4 \text{ }\mu\text{m}$ 、(c) $L_R = 2 \text{ }\mu\text{m}$ で作製した。線幅は $w_{py} = 2 \text{ }\mu\text{m}$ 、ループ径 $R = 4 \text{ }\mu\text{m}$ である。

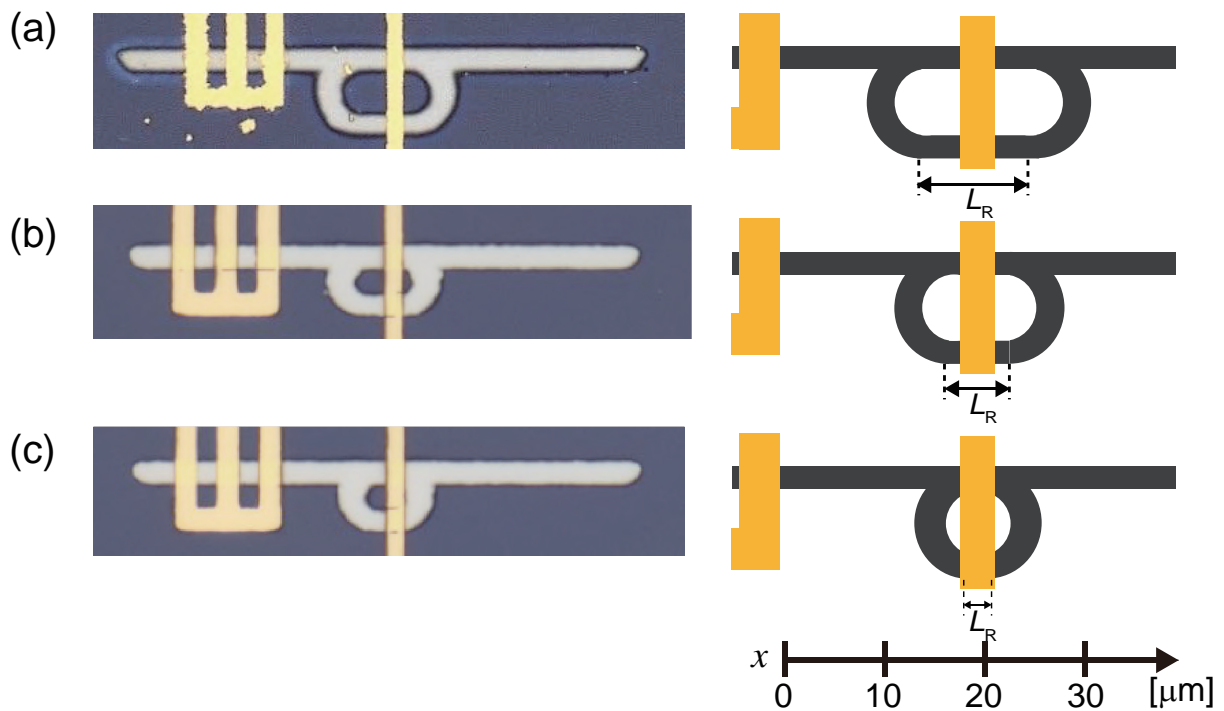


図 4.58: リング長を変えた帰還構造

4.7.1 ループ全長の変化による増幅率依存性

Micro-focused ブリルアン散乱分光法を使用し、帰還構造の直線部におけるスピンの強度の空間分布を測定した結果を図 4.59 に示す。直線部の全長 $x = 39 \mu\text{m}$ において線幅の中心の計 40 点を測定した。励起周波数は $f_{in} = 6 \text{ GHz}$ 、電力は $P_{in} = 210 \text{ mW}$ を Antenna 1, 2 それぞれに入力しスピン波を励起した。

帰還構造のリング長 $L_R = 2 \mu\text{m}$ と $L_R = 4 \mu\text{m}$ において、距離 $22 < x < 27 \mu\text{m}$ でスピン波強度は同じ値で推移しており、一方でリング長 $L_R = 10 \mu\text{m}$ は急激な減衰が観測された。出力部の距離 $x = 35 \mu\text{m}$ において、リング長 $L_R = 2 \mu\text{m}$ と $L_R = 4 \mu\text{m}$ のスピン波強度はリング長 $L_R = 10 \mu\text{m}$ と比較して 2.3 倍の強度になった。この結果から、リング長が短いほど増幅効率が良いことがわかった。

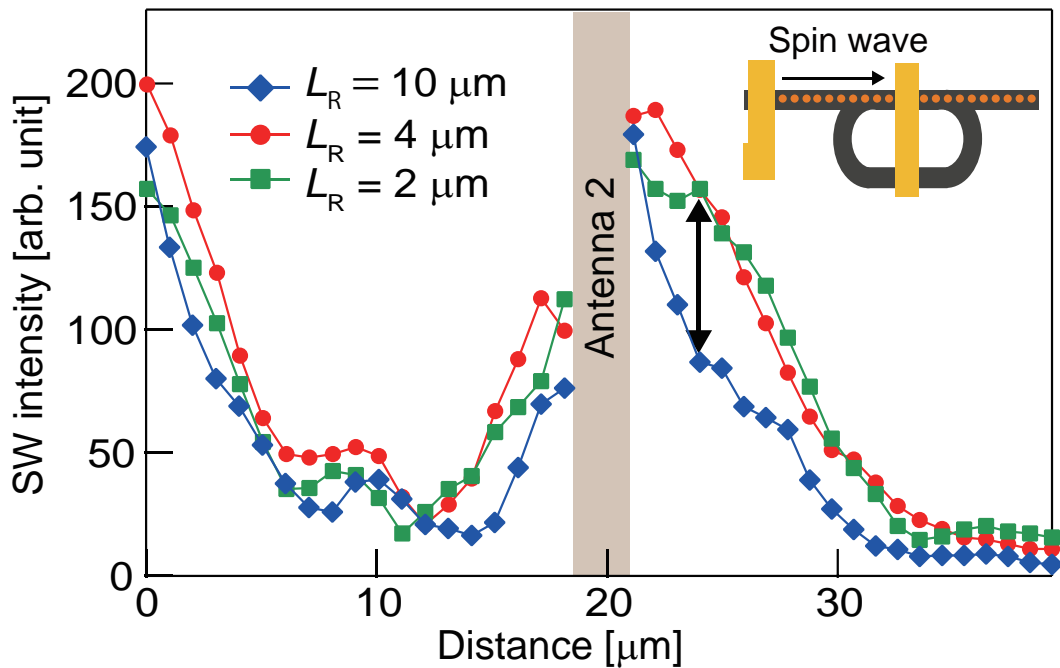


図 4.59: リング長の変化ごとの直線部のスピン波強度

この原因を解析するため、Micro-focused ブリルアン散乱分光法によって検出した周波数スペクトルを比較した。それを図 4.60 に示す。図 4.60(a) はアンテナ 2 近傍、図 4.60(b) は出力部での周波数スペクトルである。双方のスペクトルピークをリング長 (L_R) ごとに比較すると、リング長 $L_R = 10 \mu\text{m}$ は周波数 $f = 6.1 \text{ GHz}$ 、リング長 $L_R = 2 \mu\text{m}$ と $L_R = 4 \mu\text{m}$ では 5.9 GHz となり、リング長によって周波数がシフトしていた。

これらの実験結果により、ループ長の変化によって増幅率の変化を観測したと同時に、周波数もシフトしていることを明らかとした。

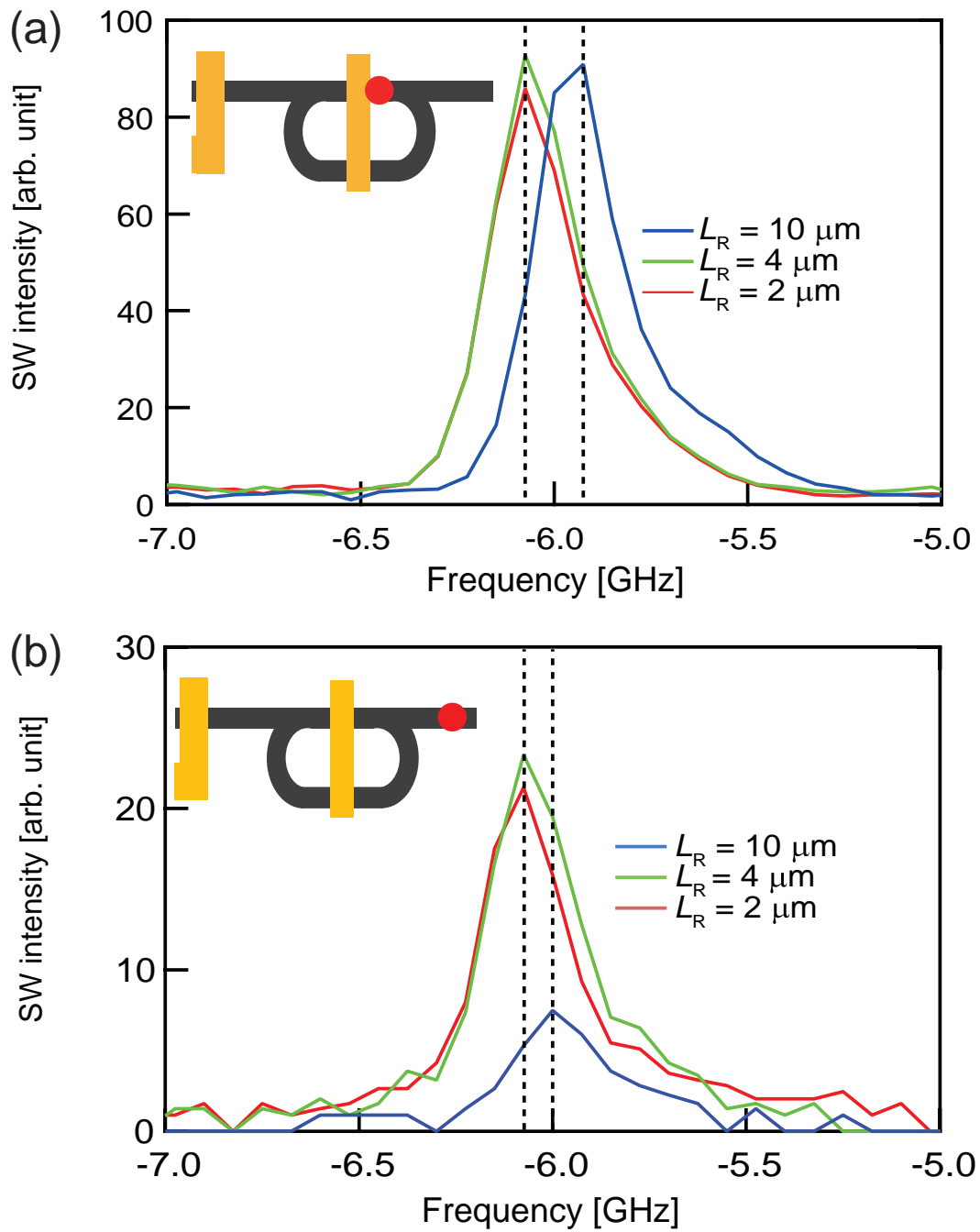


図 4.60: Micro-focused Brillouin 散乱分光法によるスピン波の周波数スペクトル (a) アンテナ 2 近傍での周波数スペクトル (b) 出力部 ($x = 31 \mu\text{m}$) における周波数スペクトル

4.7.2 シミュレーションによるループ全長依存性

実験の結果から、ループ全長によるスピン波増幅率の変化と周波数シフトを観測することができた。しかし、実験値からでは3つ分の試料のみのデータであるため、スピン波帰還構造の最適化指標を算出するにはサンプル数が不足している。そのため、マイクロ電磁界シミュレーションソフト (Mumax3) を用いて、リング全長 L_{RT} を変更したときの特性を計算した。ループ回路の直線部を $L_R = 0 \sim 23.3 \mu\text{m}$ で計 20 パターンを作成して解析を行った。セルサイズは $20 \text{ nm} \times 20 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ であり、励起磁場は $H_x = H_y = 5 \text{ Oe}$ でスピン波を励起した。

シミュレーションによるスピン波帰還構造の伝搬特性を図 4.61 に示す。ループ全長は $L_{RT} = 45.1 \mu\text{m}$ のときであり、スピン波をアンテナから励起してからの時間は $t = 31 \text{ ns}$ である。ただし、面内垂直の磁化成分 m_z の変化を正規化した値を使用している。

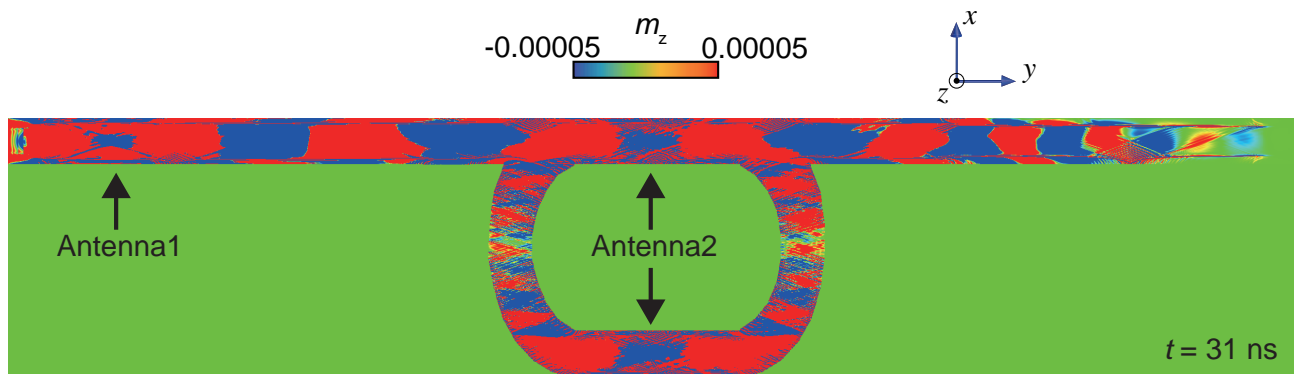


図 4.61: 帰還構造でのスピン波強度の空間分布。面内垂直の磁化 (z 軸方向) の傾きを正規化した値でスピン波強度を示している。

図 4.61 ではループ全長スピン波帰還構造における空間分布から、スピン波は出力部まで伝搬していることが確認できた。スピン波がループ回路を周回していることを確認するため、出力部における領域 (距離 $x = 31 \mu\text{m}$, 領域 $200 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$) での実時間波形を解析した。その結果を図 4.62 に示す。

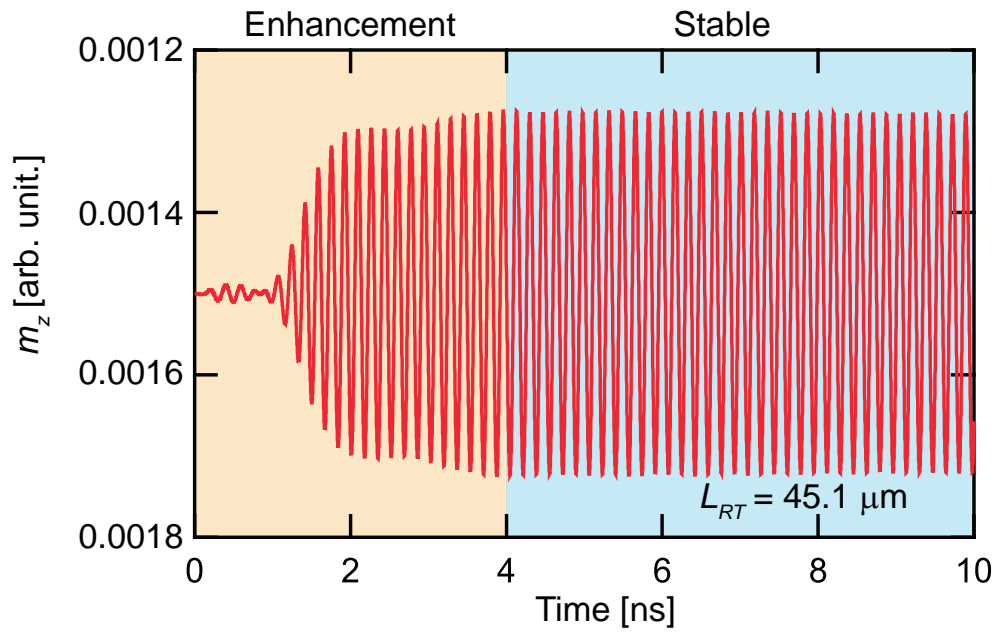


図 4.62: 帰還構造の出力部での実時間波形

時間 $t = 1$ ns になるとアンテナからのスピン波が出力部に到達し、それ以降は $t = 4$ ns まで帰還構造のループ回路によってスピン波が増大し、それ以降は磁気ダンピングによる伝搬損失により減衰と増幅がつり合いスピン波強度が安定した。

ループ全長によるスピン波強度の依存性を図 4.64 に示す。スピン波強度は帰還構造の出力部における領域 (距離 $x = 31$ μm , 領域 200 $\text{nm} \times 200$ nm) での周波数スペクトルとした。

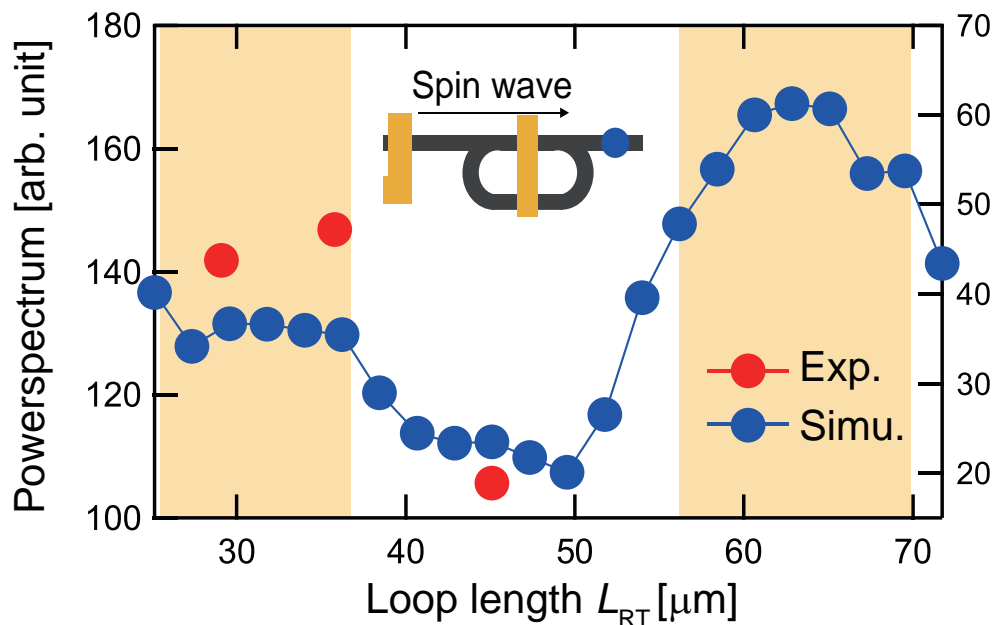


図 4.63: ループ全長によるスピン波強度の依存性

黄色の網掛け部に示す領域 $L_{RT} = 25.1 \mu\text{m} \sim 36.2 \mu\text{m}$ と $L_{RT} = 56.2 \mu\text{m} \sim 69.5 \mu\text{m}$ は増幅率が高く、一方で領域 $L_{RT} = 38.4 \mu\text{m} \sim 54.0 \mu\text{m}$ は増幅率が低くなり、ループ全長によって極大値が存在した。

シミュレーションによる結果と実験結果で増幅率を比較するため、実験におけるループ全長 L_{RT} と出力部でのスピン波強度を示す。ループ全長が $L_{RT} = 29.1 \mu\text{m}$ ($L_R = 2 \mu\text{m}$)、 $L_{RT} = 35.8 \mu\text{m}$ ($L_R = 4 \mu\text{m}$) のときは増幅率が高い領域にあるのに対して、ループ全長が $L_{RT} = 45.1 \mu\text{m}$ ($L_R = 10 \mu\text{m}$) のときは増幅率が低い領域にある。これらの結果から、シミュレーションでの増幅率の傾向と一致した。

次に帰還構造でのスピン波の空間分布から、波数を算出した。波数を算出するため、図 4.64 の上図に示す出力部で解析を行った。

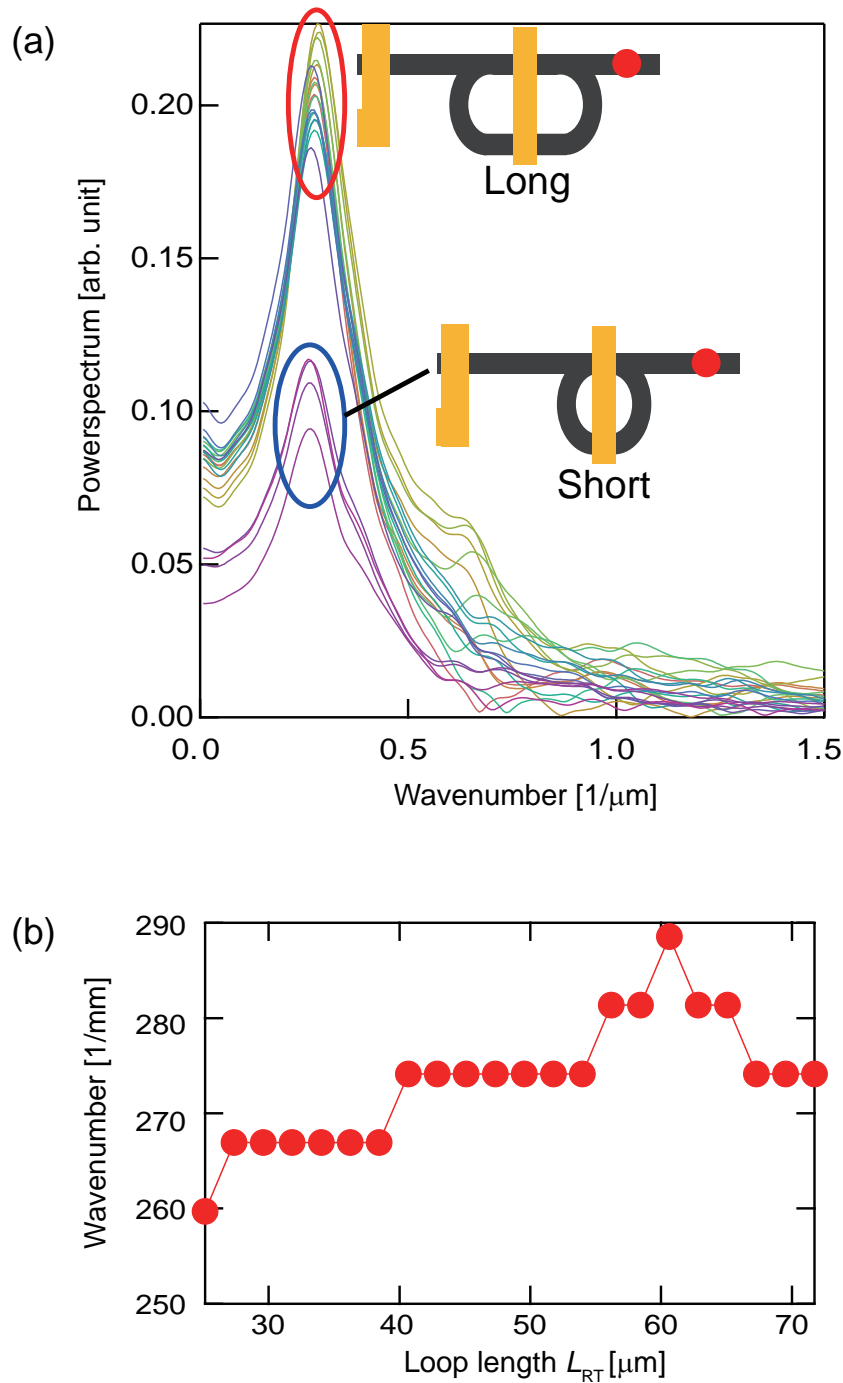


図 4.64: 空間分布により求めた波数スペクトル

図 4.64(a) では、リング長が短くなると図 4.63 の強度に対応して波数スペクトルも減少していることがわかる。また、リング長が短くなると波数が減少傾向にあった。

図 4.64(b) では、リング長ごとに波数のピークを算出した結果である。リング全長 $L_{RT} = 60.6$ μm のとき波数は最大になり、 $k = 28856$ 1/m であり、 $L_{RT} = 25.7$ μm のとき波数は最小になり $k = 259703$ 1/m であった。これらのシミュレーションの結果、ループ全長が長くなると波数が増大することがわかった。また、ループ長が短くなることによる波長の減少は、実験結果による低周波

シフトと傾向が同じであり、実験と同等の傾向を確認した。

4.7.3 経路補正係数からの増幅率の評価

実験結果とシミュレーション結果から、双方を比較してマイクロリング光共振器による式(4.2)から、共振条件を算出する。

スピン波帰還構造において、シミュレーションでの空間分布における波長を図4.65により解析した。増幅率が高い2つのリング全長 $L_{RT} = 27.4 \mu\text{m}$, $L_{RT} = 67.3 \mu\text{m}$ においてスピン波の空間分布を示す。

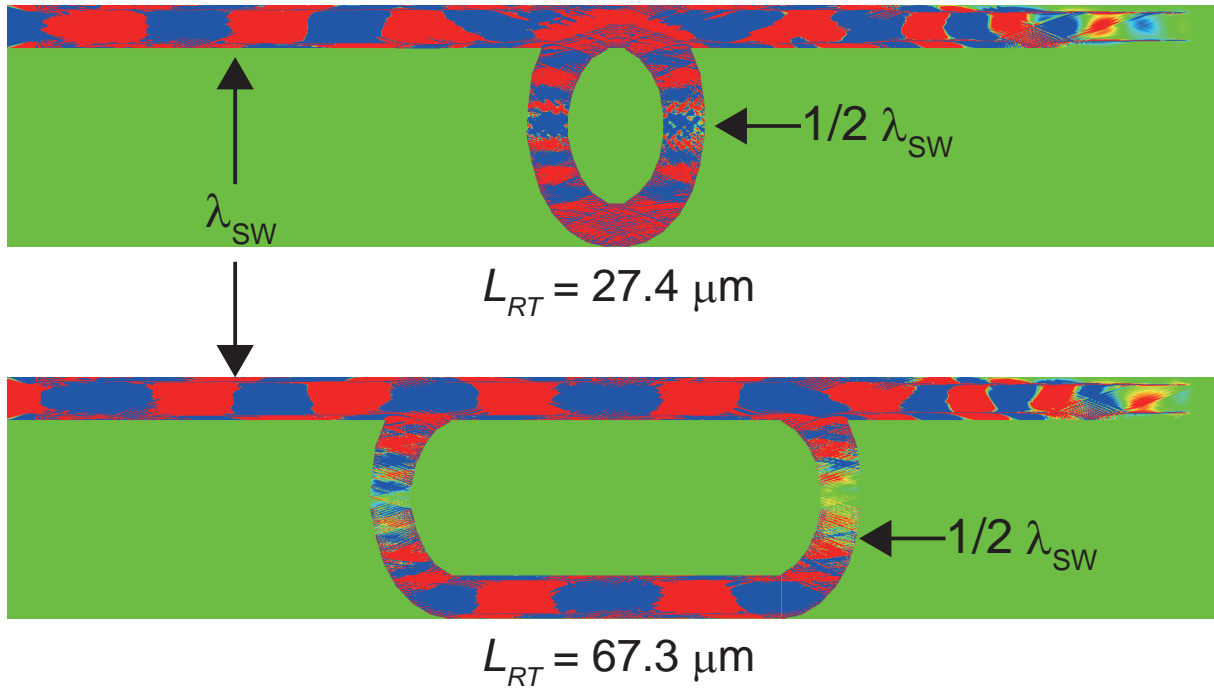


図 4.65: 直線部・リング部での波長の違い

直線部の波長とリング部の波長を比較した場合、直線部の波長 λ_{SW} に対してリング部の波長は $1/2\lambda_{SW}$ になっていた。これはリング部においてスピン波が幅方向に伝搬したことによるものである。波長の違いから、式(4.2)の共振条件を直線部・リング部でそれぞれ独立で表すと、直線部の共振条件は

$$m_1 \cdot \lambda_{SW} = 2L_R \cdot n_{eff1} \quad (4.33)$$

となり、リング部の共振条件は

$$m_2 \cdot \frac{1}{2} \lambda_{SW} = (L_{RT} - 2L_R) \cdot n_{eff2} \quad (4.34)$$

となる。そのため、式(4.2)に含まれる経路補正係数 n_{eff} を基準にスピン波帰還構造の増幅率を評価する。

リング全長の中で含まれる波の数 m については、まずは波長とリング全長からどれくらいの波の数が入るのかを推定する。その後推定した値付近の正の整数を代入していき、経路補正係数

n_{eff} が最も 1 に近いときの m を使用する。また、波長に関しては表面スピン波の分散関係式 (2.63) を用いて、実験結果における周波数スペクトルのピーク値から波数を算出し、波数から波長 λ_{SW} を算出する。その計算結果を表 4.4 に示す。

表 4.4: 実験結果による経路補正係数 n_{eff} の算出

L_R [μm]	L_{RT} [μm]	f [GHz]	k [1/m]	λ [μm]	m_1	m_2	$n_{\text{eff}1}$	$n_{\text{eff}2}$
2	29.1	5.9	140000	7.14	1	4	1.79	0.98
4	33.1	5.9	140000	7.14	1	5	0.89	0.998
10	45.1	6.1	240000	4.17	4	10	0.83	0.92

実験結果による経路補正係数の算出と同様に、シミュレーション結果から経路補正係数 n_{eff} を算出した。その結果を図 4.5 に示す。

表 4.5: シミュレーション結果による経路補正係数 n_{eff} の算出

L_R [μm]	L_{RT} [μm]	f [GHz]	k [1/m]	λ [μm]	m_1	m_2	$n_{\text{eff}1}$	$n_{\text{eff}2}$
0	25.1	5.9	259703	3.85	1	6	-	0.919
1.1	27.4	5.9	266917	3.75	1	6	3.377	0.894
2.2	29.6	5.9	266917	3.75	1	6	1.688	0.894
3.3	31.8	5.9	266917	3.75	1	6	1.126	0.894
4.4	34.0	5.9	266917	3.75	1	6	0.844	0.894
5.5	36.2	5.9	266917	3.75	1	6	0.675	0.894
6.7	38.4	5.9	266917	3.75	1	6	0.563	0.894
7.8	40.7	5.9	274131	3.65	2	6	0.939	0.871
8.9	42.8	5.9	274131	3.65	2	6	0.822	0.871
10	45.1	5.9	274131	3.65	2	6	0.731	0.871
11	47.3	5.9	274131	3.65	3	6	0.986	0.871
12.2	49.5	5.9	274131	3.65	3	6	0.897	0.871
13.3	51.8	5.9	274131	3.65	3	6	0.822	0.871
14.4	54.0	5.9	274131	3.65	3	6	0.759	0.871
15.5	56.2	5.9	281345	3.55	4	7	0.915	0.99
16.6	58.4	5.9	281345	3.55	4	7	0.854	0.99
17.8	60.6	5.9	288559	3.47	5	7	0.976	0.965
18.9	62.9	5.9	281345	3.55	5	7	0.942	0.99
20	65.1	5.9	281345	3.55	5	7	0.89	0.99
21.1	67.3	5.9	274131	3.65	5	7	0.865	1.016
22.2	69.5	5.9	274131	3.65	6	7	0.986	1.016
23.3	71.7	5.9	274131	3.65	6	7	0.939	1.016

これらの結果をもとに、直線部の共振条件において、実験結果とシミュレーション結果から算

出した経路補正係数に対するスピン波の増幅率依存性を図 4.66 に示す。

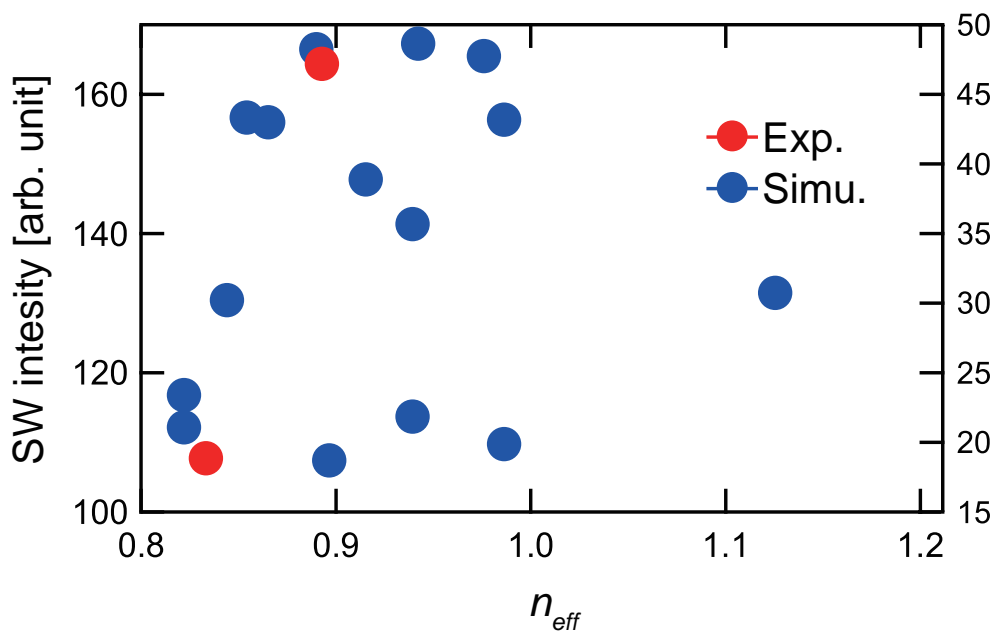


図 4.66: 直線部の共振条件において、経路補正係数による増幅率依存性

グラフから経路補正係数に対する増幅率の相関性はなく、直線部の共振条件はスピン波増幅率には関与しないことがわかった。次にリング部の共振条件において、経路補正係数に対するスピン波の増幅率依存性を図 4.67 に示す。

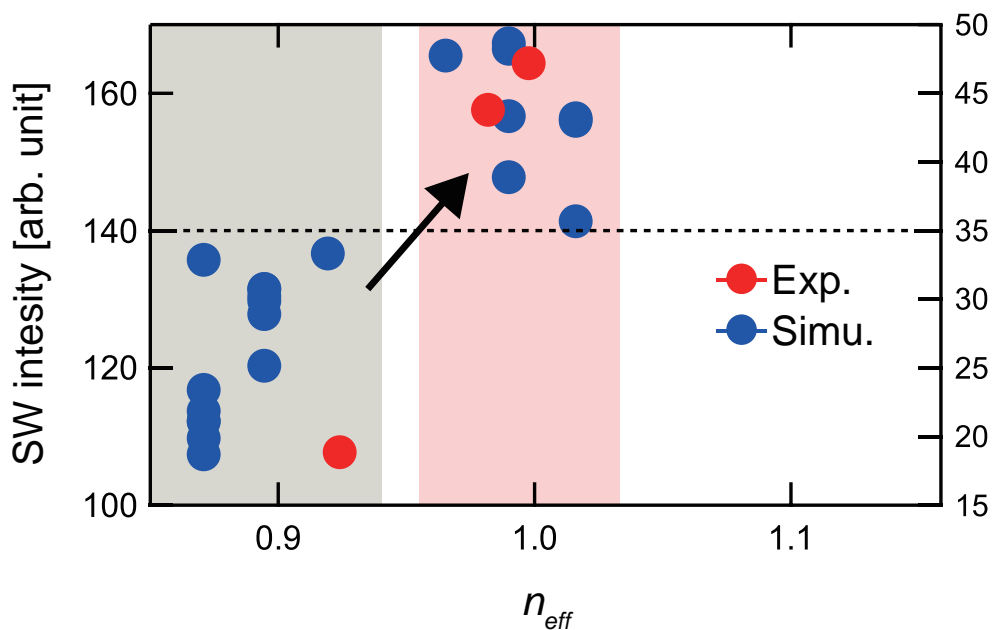


図 4.67: リング部の共振条件において、経路補正係数による増幅率依存性

図 4.67 グラフから経路補正係数が $n_{eff} = 0.96 \sim 1.02$ の 1 に近い値の場合は増幅率が高く、 $n_{eff} =$

0.85~0.95 の 1 から遠い値の場合には増幅率が低い傾向にある。この結果から、帰還構造の増幅率はリング部での増幅率が支配的であることを明らかとした。

リング部の共振条件が増幅率に起因する要因として、直線部からリング部へ伝搬するときの角度の違いがあると考えられた。図 4.68 のように直線部へ伝搬するとき、スピン波伝搬が直線部に対して平行に伝搬する場合を考える。この場合、ループ全長に対する経路長の伸びがないため経路補正係数 n_{eff} が 1 に近くなり、増幅率が高くなる。一方で、図 4.69 のように直線部からリング部へ伝搬するときスピン波伝搬が端面を反射しながら伝搬するときを考える。この場合、ループ全長に対する経路長の伸びが大きくなるため、経路補正係数 n_{eff} が 1 に遠く増幅率が低くなる。そのため、リング部の共振条件において n_{eff} を 1 に近づけるようなリング全長・波長を設定することで最適化ができる。

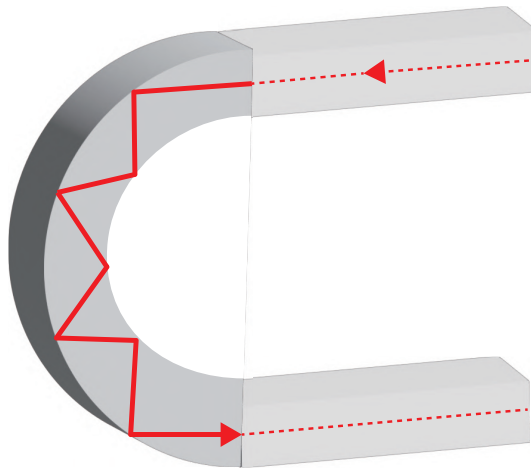


図 4.68: 経路補正係数 n_{eff} が 1 に近いときのループ回路の伝搬

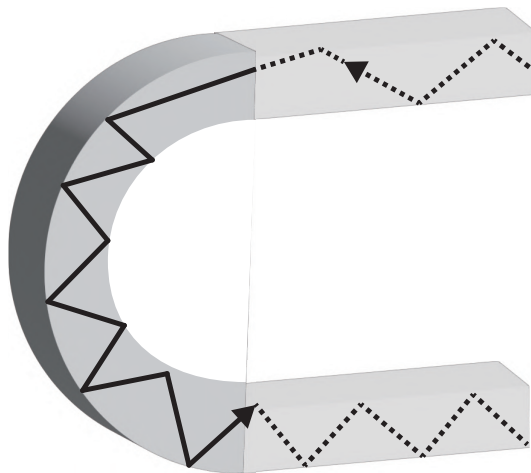


図 4.69: 経路補正係数 n_{eff} が 1 から遠いときのループ回路の伝搬

以上の結果から、マイクロリング光共振器に利用される共振条件式をスピン波に利用することで、経路補正係数を基準とした最適化指標を作成できた。また、帰還構造における直線部の共振

条件は増幅率に起因せず、リング部での共振条件が増幅率の変化に支配的であることを明らかにした。そのため、帰還構造のループ長・周波数・波数・波長から共振条件を利用して経路補正係数を算出することで、パラメータごとに帰還構造を作製せずに、スピン波帰還構造の増幅率向上が可能になる。

4.8 ナノメートルスピン波帰還構造の開発

図 4.50 より、幅方向によるスピン波強度の違いが観測された。また、スピン波帰還構造の最適化の実験において、幅方向の伝搬が増幅率の低下の要因であることを明らかにした。これら結果を踏まえてスピン波帰還構造の増幅効率を上げるには、以下の課題を解決する必要がある。

- 出力部に到達する前に磁気摩擦によってスピン波が大きく減衰してしまい、伝搬損失が大きい
- 幅方向の伝搬が増幅率の低下の要因であるため、1次元的なスピン波伝搬が可能な構造の作製が必要

これらの課題を解決するため、電子線描画を用いて微細加工を行い、ナノメートルスピン波帰還構造を作製した。ナノメートルスケールにすることで、絶対的なスピン波伝搬の距離を短くできると同時に、幅方向のスピン波伝搬を無視できることから、スピン波伝搬の1次元化が期待できる。幅方向のスピン波伝搬を無視するためには、線幅に対して十分大きい波長である必要がある。励起されるスピン波波長 λ をアンテナの線幅から試算すると、マイクロメートルサイズの帰還構造では波長 $\lambda = 6 \mu\text{m}$ /線幅 $w = 2 \mu\text{m}$ より3倍となる。一方、今回ナノメートルスケールで作製予定の資料では、波長 $\lambda = 1200 \text{ nm}$ /線幅 $w = 300 \text{ nm}$ より4倍になる。試算段階ではあるが、微細化することでスピン波伝搬を1次元化できると予想できる。

4.8.1 電子線描画

ナノメートルスケールのパターン描画を行うためには、電子線描画 (Electron Beam Lithography: EB 描画) の手法が必要になる。電子線描画は細かく絞った電子線をパターンに合わせて試料に照射する手法である。これを波としてみた場合、波長は非常に短くなることから、レーザーリソグラフィよりも高い分解能でのパターン形成が可能である。

電荷 q を持つ荷電粒子はローレンツ力

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.35)$$

を受けて運動する。 $q = -e$ の電子の運動エネルギーを増加させるためには、力が電子の速度 v と平行方向成分を持つ電場 E で加速する必要がある。加速電圧が大きいほど電子の運動エネルギーは高くなり、より微細な描画が可能になる。

分解能を d とすると電子線描画には以下の計算式がある。

$$d = 0.65(C_s \lambda^3)^{1/4} \quad (4.36)$$

ただし、 C_s は球面収差係数、 λ は電子線の波長である。分解能を上げるには、 C_s または λ を小さくするかであるが、電極レンズは C_s を改善するのが難しいため、 λ を小さくすることで分解能を上げる。

例として、電子の加速電圧を100 kVとすると、波長は $\lambda = 3.9 \times 10^{-3} \text{ m}$ である。ここで $C_s = 0.5 \text{ mm}$ とすると、分解能 d は

$$\begin{aligned}
 d &= 0.65 \left[0.5 \times 10^{-6} \times (3.9 \times 10^{-3})^3 \right]^{1/4} \\
 &= 0.65 \left[3.97 \times 10^{-2} \right]^{1/4} \\
 &= 0.27 \text{ nm}
 \end{aligned}
 \tag{4.37}$$

一方、軌道は磁場 B で曲がるため、電場磁場の両方を用いて電子ビームを絞ったり、軌道を制御する。そのため外部からの電場磁場の影響を強く受けることから、常磁性金属のような遮蔽しにくい磁場雑音には注意が必要である。磁場雑音を防ぐため、レンズ周りに高帯磁率物資を用いた磁気シールドがかぶせてある。また、磁気シールドが磁化しないように注意する必要がある。

図 4.71 に電子線描画装置の概略図を示す。まず、電子ビームが電子銃によって発射され、電磁石を用いた電極レンズによって試料上に収束されてナノメートルスケールの小さなスポットとなる。小さスポットを形成するために、電子銃から出る電子を成形するレンズや、最終的な小さなスポットにするための前段階に配置する縮小レンズ、焦点補正レンズといった多くの電極レンズを使用してナノスケールのスポットを形成する。

描画するパターンは装置制御用のコンピューターに格納され、高速データ処理システムを經由してブランキング制御系およびビーム制御系に送られる。電子ビームはパターンを書くためにブランキング回路によって ON/OFF され、偏向回路の動きで所定の位置に偏光される。偏向電極は図 4.70 のようにコイルによる磁場によってローレンツ力を受けることで軌道を制御でき、ナノスケールでの微細なパターン形成を可能にしている。

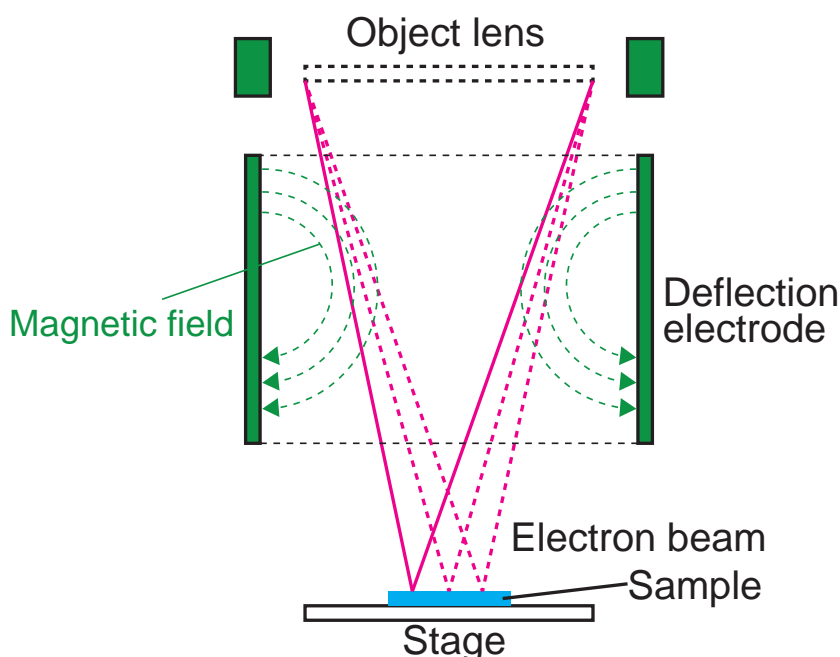


図 4.70: EB 描画装置での偏向電極の原理

これらの電子ビームの制御とステージの制御を組み合わせることで、設計どおりのパターンを描くことができる。また、ステージの動きを正確に制御するため、レーザー干渉システムを使用している。

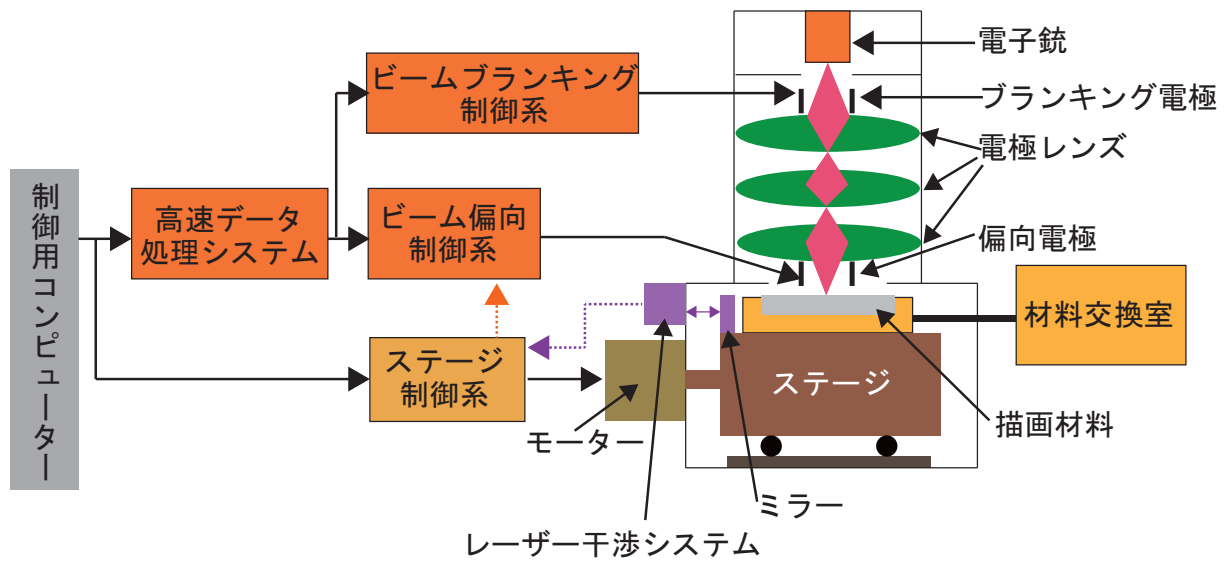


図 4.71: EB 描画装置の構造

本実験で使用したEB描画装置は、ELIONIX製のELS-G100SLである(図4.72)を使用した。電子銃はZrO/Wの熱電解放出型であり、加速電圧は100kVに設定した。



図 4.72: EB 描画装置の構造

この装置では、あらかじめ描画するフィールドとビームステップサイズを設定する。フィールドサイズはステージにあるステッピングモーターを固定した状態で描画する領域であり、ビームステップサイズは電子ビームをショットする間隔である。この設定値によって、パターンを描画できる最小線幅が決まる。設定値をまとめたものを表 4.6 に示す。

ただし、単位は nm である。今回作成する試料の最小線幅は 300 nm であるため、フィールドサイズは 1000 μm 、ビームステップサイズは 500000 dot に設定した。フィールドを移動する際はステッピングモーターを使用する。

図 4.73 にプロセス手順を示す。

表 4.6: 電子線描画における最小線幅の設定

フィールドサイズ						
	100 μm	250 μm	500 μm	1000 μm	1500 μm	3000 μm
500000 dot	2	5	10	20	30	60
2000000 dot	0.5	1.25	2.5	5	7.5	15
5000000 dot	0.2	0.5	1	2	3	6
10000000 dot	0.1	0.25	0.5	1	1.5	3

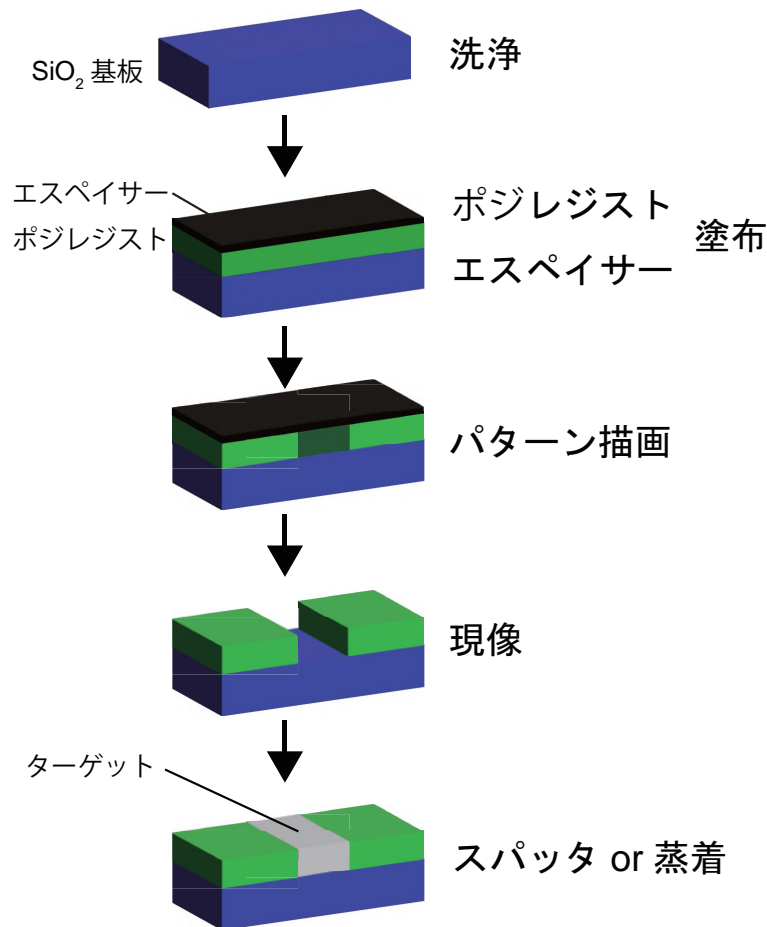


図 4.73: EB 描画装置を用いた試料作成プロセス

SiO_2 基板にポジレジスト (AR-P-6200-18) を塗布する。 SiO_2 基板は絶縁体であるため、このまま EB 描画を行うと入射した電子が試料表面に滞留してしまう。この現象をチャージアップといい、画像のゆがみや明るさのムラ、微細な表面形態が見えないといった問題が発生する。そのため、基板表面に導電性を持たせるためにエスペイサーを塗布する。また、基板の対角線の角 2 つにカーボンテープを張り付けるのもよい。EB 描画によって、パターンが描画された部分に電子ビームが照査されるため、描画された部分だけレジストがはがれる。その後、現像・リンスを行い、残りのはがれなかったレジストを取り除く。パターンをスパッタリング・蒸着し、リムーヴ

で余分な膜をはがす。

実際に作製した帰還構造の導波路・アンテナの写真を図 4.74 に示す。帰還構造はパーマロイ ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) を使用しており、厚さ $d = 50 \text{ nm}$ 、線幅 $w = 300 \text{ nm}$ 、ループ径 $R = 600 \text{ nm}$ で作製した。また、アンテナ 1,2 は $\text{Ti}(5 \text{ nm})/\text{Au}(83 \text{ nm})$ で作製し、線幅 $w = 300 \text{ nm}$ 、間隔 $w_{gap} = 300 \text{ nm}$ である。



図 4.74: 150 倍レンズを使用した帰還構造の顕微鏡写真

4.8.2 実験セットアップ

ナノスピン波帰還構造を用いた実験セットアップを図4.75に示す。高周波発生器から連続波を発生させ、分波器によってアンテナ1,2にそれぞれ連続波を入力する。周波数 $f = 6$ GHz、電力アンテナ1,2それぞれは $P = 9$ mW に設定し、外部磁場はアンテナと平行な方向に $H_{\text{ext}} = 420$ Oe を印加した。アンテナ2のみに位相変調器を接続し、励起位相を位相 $\theta = 0 \sim 3\pi/2$ まで変化させた。

スピン波の検出には Micro-focused ブリルアン散乱分光法を使用した。最小分解能は 250 nm であるため、線幅 $w = 300$ nm より 1次元の測定のみ行った。

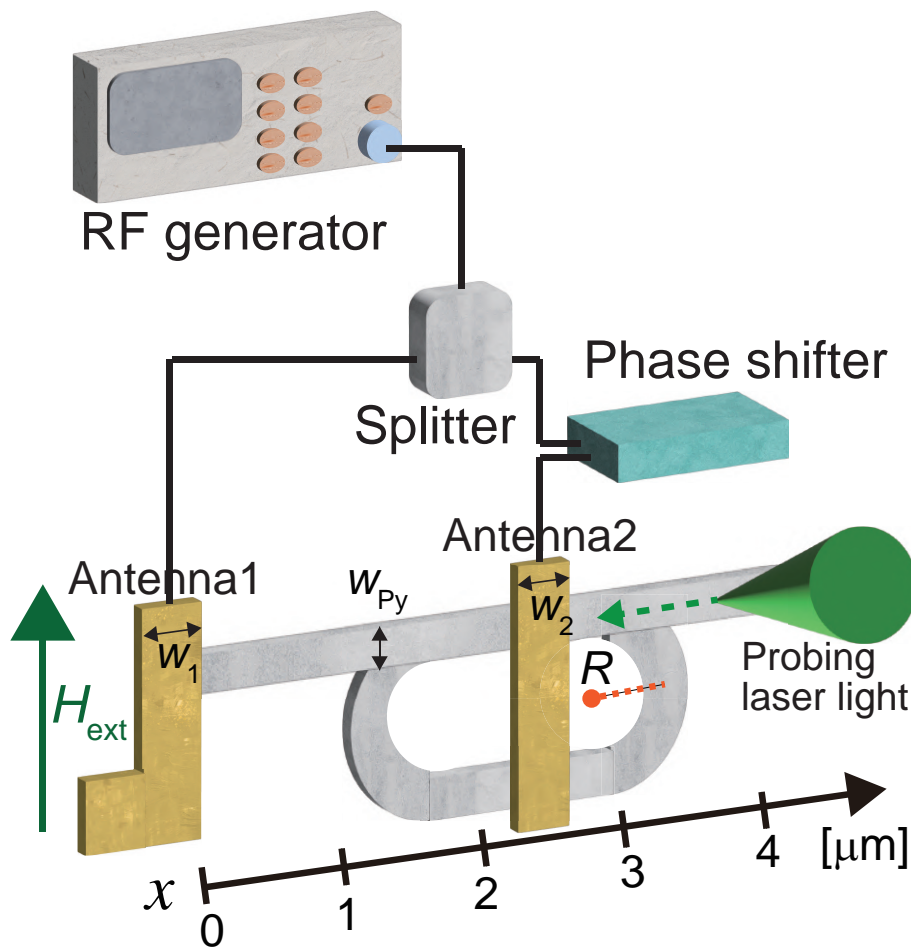


図 4.75: ナノスピン波帰還構造を用いた実験セットアップ

直線部におけるスピン波強度の空間分布

Micro-focused ブリルアン散乱分光法を使用して、直線部におけるスピン波強度の空間分布を測定した。その結果を図 4.76 に示す。

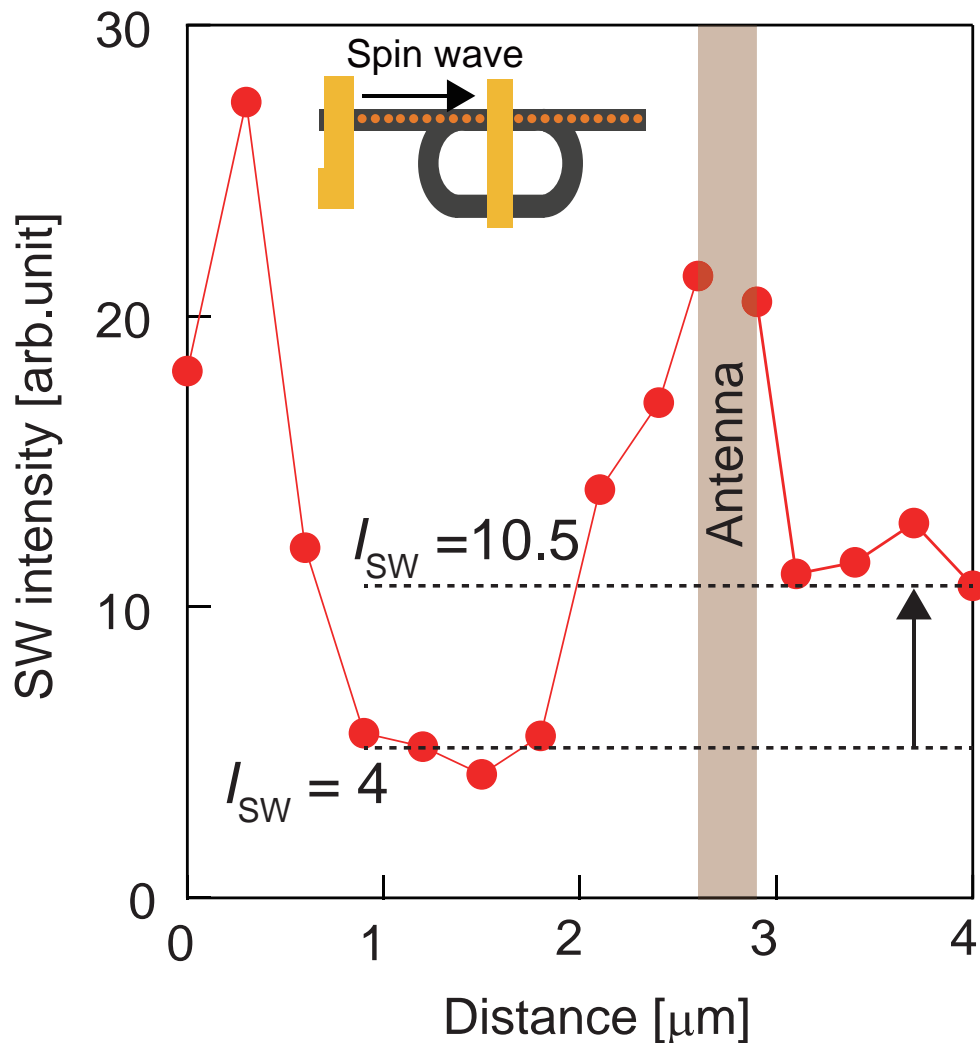


図 4.76: ナノスピン波帰還構造における直線部でのスピン波強度の空間分布

距離 $0 < x < 1.5 \mu\text{m}$ では、スピン波は単調に減少し、スピン波強度 $I_{\text{SW}} = 4$ で安定している。リング型ループ回路内の距離 $1.5 < x < 2.7 \mu\text{m}$ で再びスピン波強度が増大する。アンテナ 2 からのスピン波励起が加わる距離 $3 < x < 4 \mu\text{m}$ では距離 $0 < x < 1.5 \mu\text{m}$ のスピン波強度 $I_{\text{SW}} = 4$ まで落ち切らずに、高いスピン波強度 $I_{\text{SW}} = 11$ を維持している。この結果を線幅 $w = 2 \mu\text{m}$ の帰還構造の測定結果と比較すると、図 4.40 より出力部 ($x < 30 \mu\text{m}$ では距離 $x = 10 \mu\text{m}$ と同じ強度 ($I_{\text{SW}} = 10$) まで減衰していることがわかる。この結果から、ナノスピン波帰還構造でのスピン波の増大を確認することができた。

4.8.3 出力部における励起位相依存性

直線部での測定において、スピン波の増大がリング型ループ回路でスピン波が周回したことによる影響であることを確認するため、マイクロメートルサイズの帰還構造の実験と同様に励起位相によるスピン波強度依存性を測定した。アンテナ2に接続されている位相変調器を用いて位相を $\theta = 0 \sim 3\pi/2$ まで変化させた。スピン波強度は帰還構造の出力部である距離 $x = 3.7 \mu\text{m}$ で測定した。その結果を図 4.77 に示す。

位相 $0 < \theta < \pi$ まではスピン波強度は $I_{\text{SW}} = 9 \sim 15$ の範囲でランダムに強度が変化した。しかし、位相 $\pi < \theta < 3\pi/2$ では極大値 $I_{\text{SW}} = 22$ が観測された。この結果を線幅 $w = 2 \mu\text{m}$ の帰還構造の測定結果と比較すると、図 4.42 より帰還構造でのスピン波強度は $I_{\text{SW}} = 24 \sim 34$ と狭い範囲でのランダムな振動だけであることがわかる。ナノスピン波帰還構造にはランダムな振動に加え、極大値といった急激な強度変化が観測できたことから、ナノメートルスケールに微細化したことでスピン波の幅方向の伝搬が無くなり、スピン波干渉による効果が増大したと考えられた。

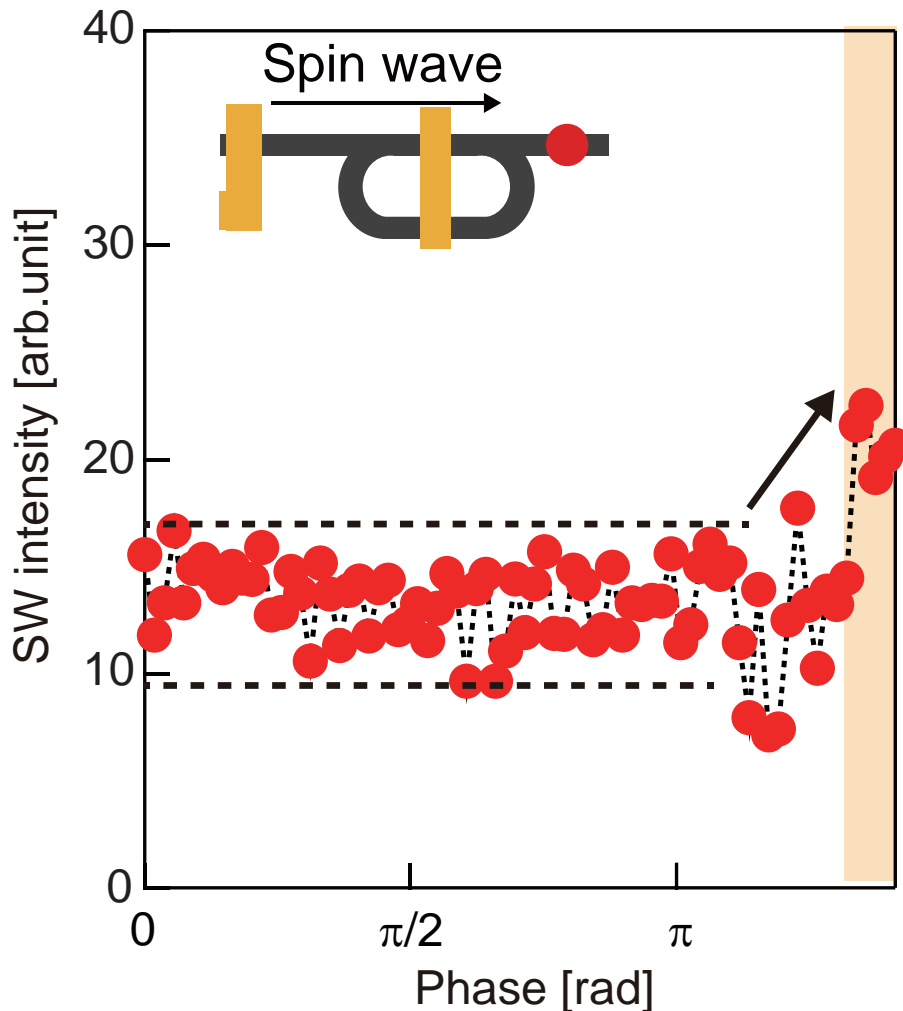


図 4.77: ナノスピン波帰還構造の出力部における励起位相によるスピン波強度依存性

4.8.4 ナノ細線によるスピン波の狭帯域化

ナノスピン波帰還構造のスピン波増大効果を考察するため、Micro-focused ブリルアン散乱分光法によって検出された周波数スペクトルを解析した。

線幅 $w = 300 \text{ nm}$ の帰還構造における出力部での周波数スペクトルを図 4.79 に示す。この周波数スペクトルについてガウシアンによるピークフィッティングを行った。その結果、ピーク周波数 $f_1 = 6.09 \text{ GHz}$ であり、FWHM は $\Delta f = 184 \text{ MHz}$ となった。

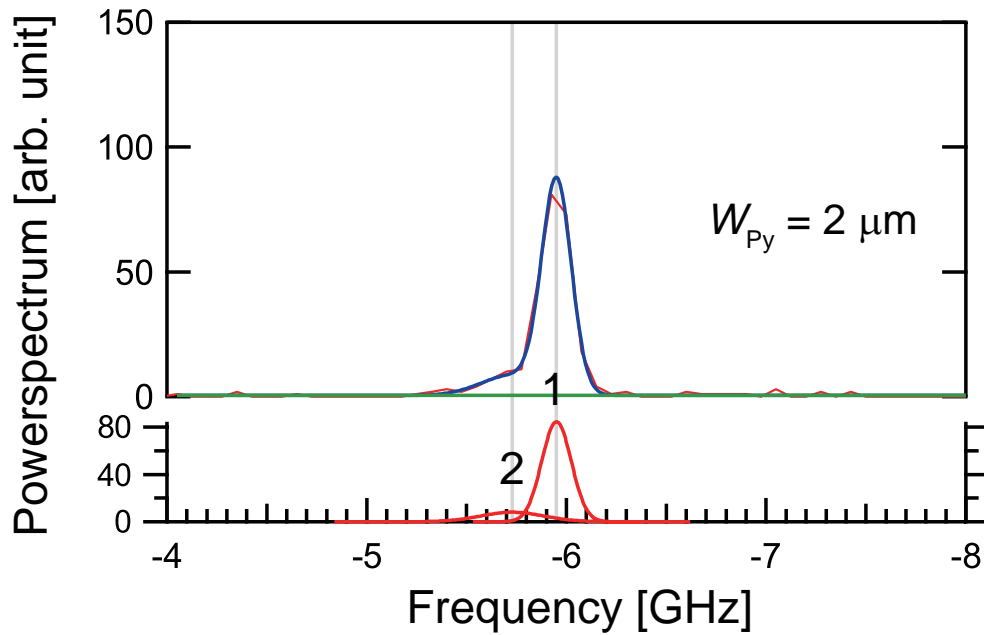


図 4.78: 線幅 $w = 2 \mu\text{m}$ の帰還構造における出力部での周波数スペクトル

次に、線幅 $w = 2 \mu\text{m}$ の帰還構造における出力部での周波数スペクトルを図 4.78 に示す。メインピークは 5.95 GHz であるが、低周波側に広がりがあることがわかった。この周波数スペクトルについてガウシアンによるピークフィッティングを行った。その結果、1つ目はピーク周波数 $f_1 = 5.95 \text{ GHz}$ であり、FWHM は $\Delta f = 174 \text{ MHz}$ となり、2つ目はピーク周波数 $f_1 = 5.73 \text{ GHz}$ であり、FWHM は $\Delta f = 371 \text{ MHz}$ であった。

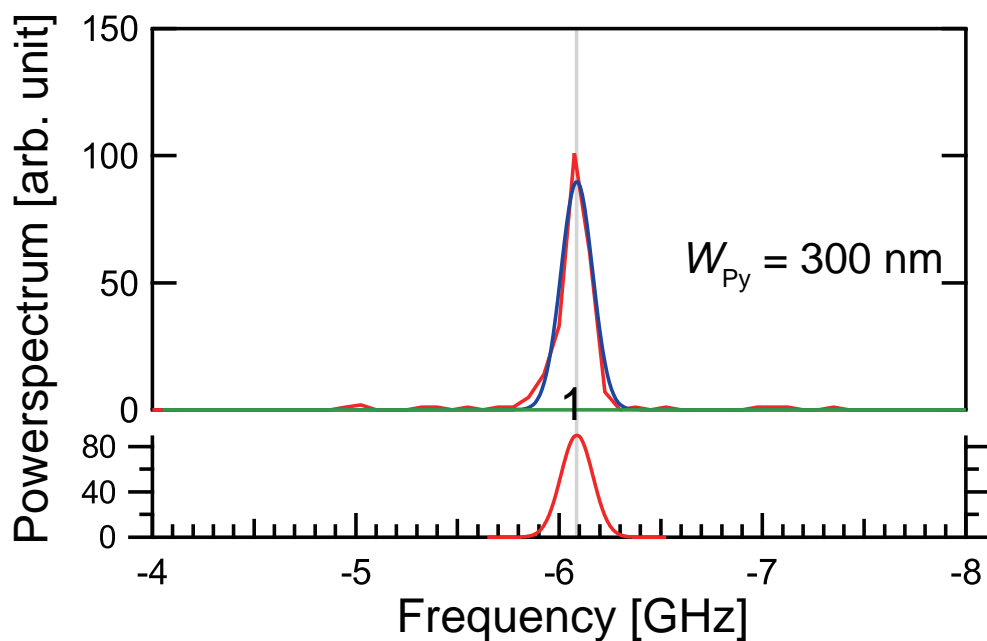


図 4.79: 線幅 $w = 300 \text{ nm}$ の帰還構造における出力部での周波数スペクトル

これらの結果から、ナノスピン波帰還構造の方が低周波成分 ($f = 5.4 \sim 5.7 \text{ GHz}$) が抑制されていることから、ナノ細線によって周波数分散が抑制されたことが考えられる。この結果を踏まえ、実験により算出された周波数ピークから、スピン波の分散関係によって波数を算出した。Surface mode の分散関係式 (2.63) からスピン波の波数と周波数の関係を示したものを図 4.80 に示す。

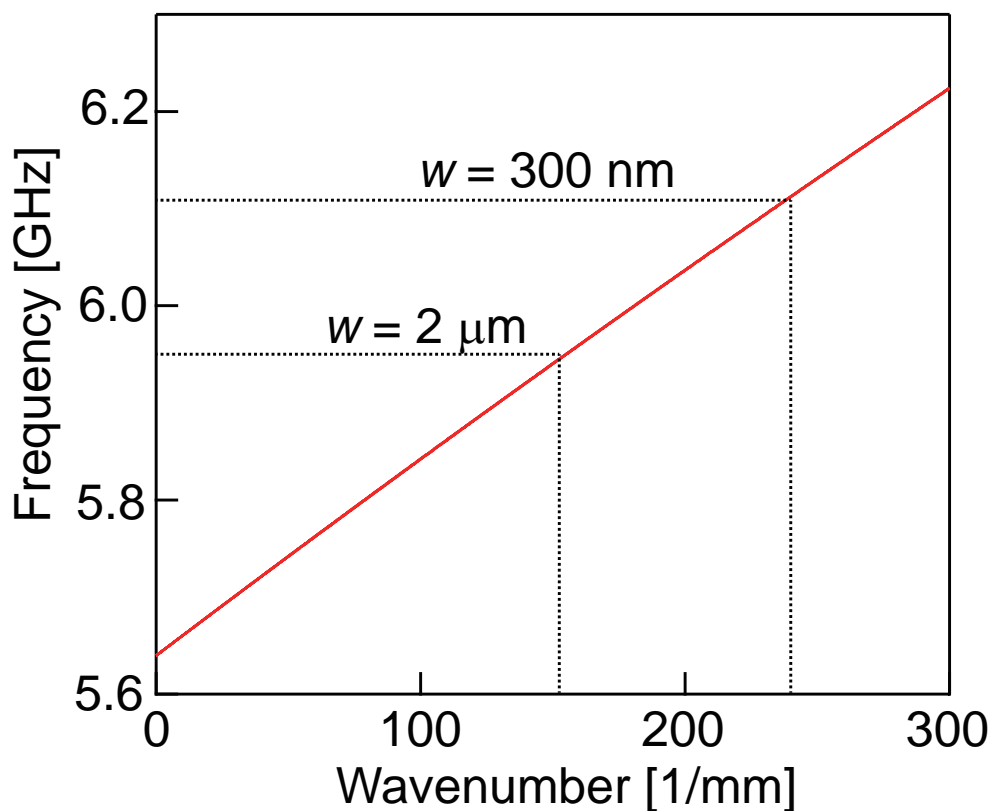


図 4.80: Surface mode における周波数分散

線幅 $w = 300 \text{ nm}$ のときは周波数 $f = 6.1 \text{ GHz}$ より波数 $k = 264000 \text{ 1/m}$ から波長 $\lambda = 3.78 \mu\text{m}$ となった。線幅 $w = 2 \mu\text{m}$ のときは周波数 $f = 5.9 \text{ GHz}$ より波数 $k = 158000 \text{ 1/m}$ から波長 $\lambda = 6.33 \mu\text{m}$ となった。この結果から、波長 λ と線幅 w の関係を算出すると、マイクロメートルサイズの帰還構造では波長 $\lambda = 6.33 \mu\text{m}$ /線幅 $w = 2 \mu\text{m}$ より 3.17 倍となり、ナノメートルスケールの帰還構造では波長 $\lambda = 3.78 \mu\text{m}$ /線幅 $w = 300 \text{ nm}$ より 12.6 倍となった。この結果から、ナノ細線によって励起されたスピン波は線幅に対して十分大きな波長とみなせるため、幅方向伝搬の寄与が抑えられたと考えられる。

4.8.5 スピン波帰還構造を用いた直列接続

ナノメートルスケールの帰還構造の研究から、微細化によって幅方向伝搬の抑制が抑えられ増幅効率が上昇したことを明らかにした。そこで、実際に帰還構造を増幅器として使用した場合の伝搬特性について考える。これまでに研究したマイクロメートルサイズ、ナノメートルサイズのスピン波帰還構造を用いて、帰還構造を直列接続にしたときの伝搬距離を試算した。

マイクロメートルサイズの帰還構造での増幅効率は、直線部におけるスピン波強度の空間分布の測定結果である図 4.40 から

$$\frac{I_{SW} = 34.8 (x = 31 \mu\text{m})}{I_{SW} = 250 (x = 0 \mu\text{m})} = 15.1 \%$$

となる。出力部 ($x = 31\mu\text{m}$) のスピン波強度を、アンテナ 1 近傍 ($x = 0 \mu\text{m}$) での強度で割った強度を伝搬効率としている。伝搬効率が 100 % 以下であることから、アンテナ 2 なしでの直列接続ではスピン波が伝搬しないため、アンテナ 2 を配置したときの直列接続を考える。熱励起では $2.5/250=1\%$ であるため、帰還構造を用いると図 4.81 より 1 段目が 15.1 %、2 段目が 2.28 %、3 段目が 0.34 % となり 3 段目でノイズレベル以下になる。そのため、線幅 $w_{py} = 2 \mu\text{m}$ での帰還構造では 2 段目まで伝搬可能あり、全長では $78 \mu\text{m}$ である。

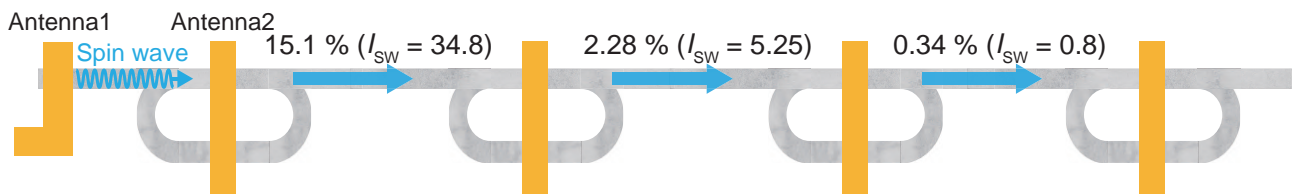


図 4.81: 線幅 $w_{py} = 2 \mu\text{m}$ での帰還構造を用いた直接接続

マイクロメートルサイズの帰還構造での増幅効率は、直線部におけるスピン波強度の空間分布の測定結果である図 4.76 から

$$\frac{I_{SW} = 11.5 (x = 4 \mu\text{m})}{I_{SW} = 19 (x = 0 \mu\text{m})} = 60.5 \%$$

となる。熱励起では $2.5/19=13.2\%$ であるため、帰還構造を用いると図 4.81 より 1 段目が 60.5 %、2 段目が 36.6 %、3 段目が 22.1 %、4 段目が 13.4 %、5 段目が 8.1 % より 5 段目でノイズレベル以下になる。そのため、線幅 $w_{py} = 300 \text{ nm}$ での帰還構造では 3 段目まで伝搬可能あり、全長では $16 \mu\text{m}$ である。

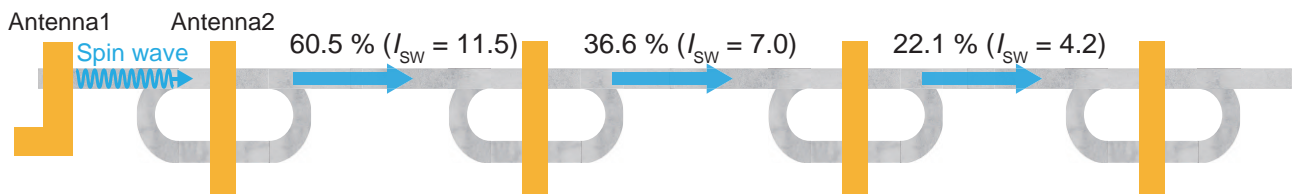


図 4.82: 線幅 $w_{py} = 300 \text{ nm}$ での帰還構造を用いた直接接続

これらの帰還構造の直列接続の試算から、線幅と伝搬距離に対する比較を行う。線幅 $w_{Py} = 2 \mu\text{m}$ では $78/2=39$ であるが、線幅 $w_{Py} = 300 \text{ nm}$ では $16/0.3=53.3$ であった。そのため、ナノスピン波帰還構造を用いれば位相の情報を保持した状態で線幅に対して 53.3 倍の伝搬距離を確保できることになる。この結果から、微細化を行うことで、帰還構造の増大効率が上昇したことが明らかとなった。

他の試料を用いたときのスピン波帰還構造の有用性

本研究では、微細加工の容易さの面で磁気ダンピングが比較的大きい Permalloy 薄膜をスピン波導波路に使用した。しかし、実用化や高効率化の面では磁気ダンピングが 1 桁から 2 桁小さい YIG や Fe の単結晶薄膜を導波路を使用することが望まれる。磁気ダンピングが 1 桁変わると、およそ 10 倍伝搬距離が上昇する。これをもとに試算を行うと以下の表に示されるような結果となる。

表 4.7: 帰還構造における材料ごとの伝搬距離

試料	磁気ダンピング	直列接続での伝搬 [μm]
Prmalloy	0.02	16
YIG	0.0001	1600
Fe(単結晶)	0.001	160

Permalloy 薄膜に比べて磁気ダンピングが 1 桁小さい Fe の単結晶薄膜では、線幅 $w_{Fe} = 300 \text{ nm}$ に対して $120 \mu\text{m}$ の伝搬が試算される。また、さらに磁気ダンピングが 1 桁小さい YIG の単結晶薄膜では線幅 $w_{Fe} = 300 \text{ nm}$ に対して $1200 \mu\text{m}$ の伝搬が試算される。線幅と伝搬距離の比較では $1200/0.3=4000$ になり、線幅に対して 4000 倍の伝搬距離を確保できており、集積回路には十分な性能を確保できている。直列接続の試算ではアンテナ 2 を配置する想定だったが、YIG などの磁気ダンピングが小さい試料を用いて帰還構造の伝搬効率が 100 % を超えれば、図 4.83 のようにアンテナ 2 の追加なしにスピン波を伝搬させることも可能になる。

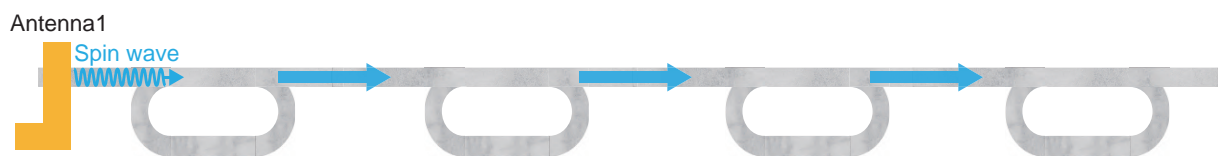


図 4.83: 追加分 Antenna2 無しの場合での直列接続のイメージ

磁気ダンピングが小さい YIG は帰還構造の導波路として有用だが、微細加工して利用する場合、YIG は単結晶構造であるために、スパッタリング法において品質の良い薄膜の作製が難しい。本実験で作製した線幅 $2 \mu\text{m}$ の帰還構造において伝搬測定を Micro-focused ブリルアン散乱分光法を使用して測定した。図 4.84(a) に実際に作製した試料の顕微鏡図を示す。本実験では YIG の評価のため、1 つのアンテナのみでの帰還構造を使用した。帰還構造の直線部でのスピン波の強度分布を図 4.84(b) に示す。

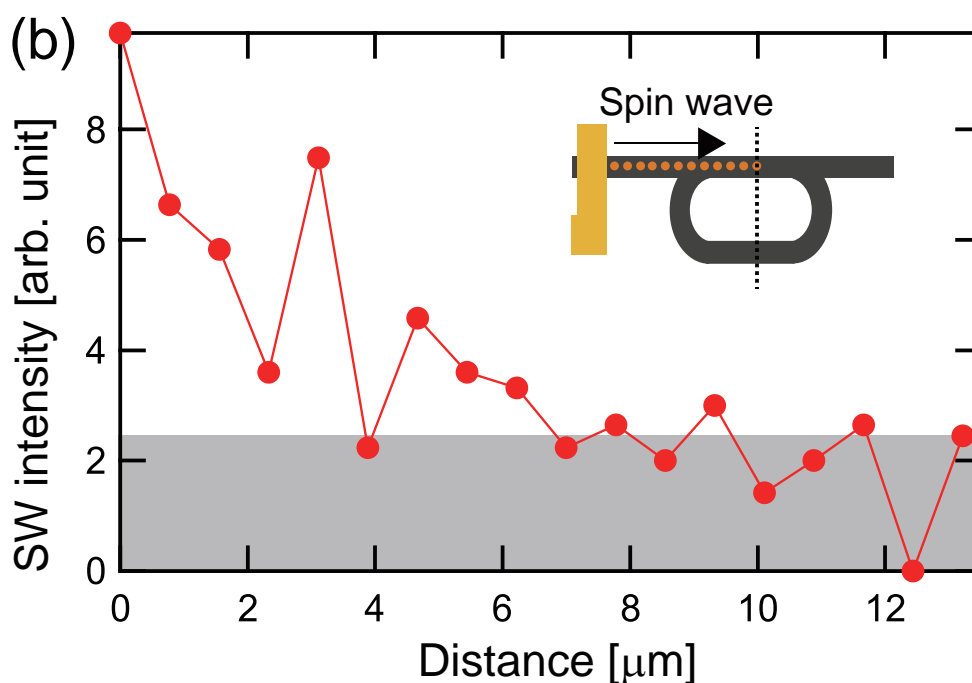
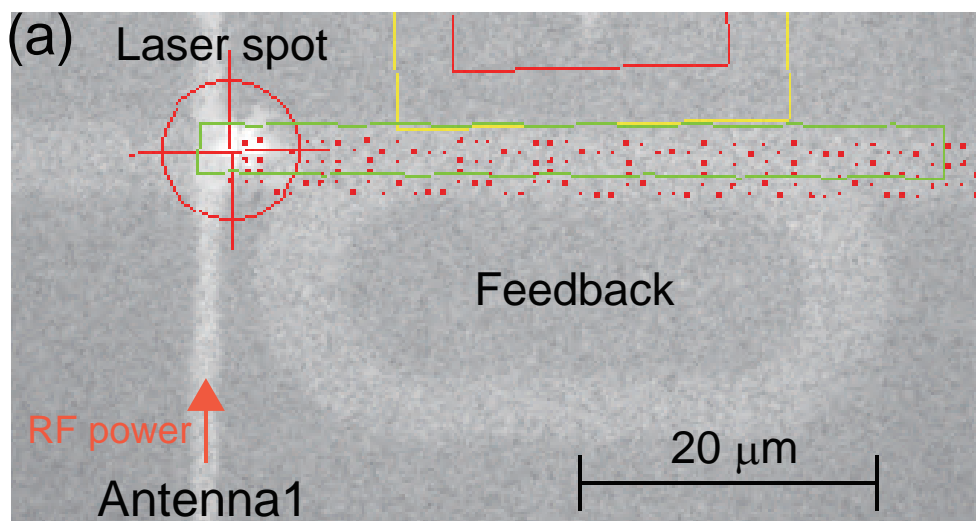


図 4.84: (a) YIG 薄膜によるスピン波帰還構造の顕微鏡図 (b) 線幅 $w_{YIG} = 2 \mu\text{m}$ の YIG によるスピン波帰還構造での直線部でのスピン波強度分布

連続波でスピン波を励起しており、周波数 $f = 4.5 \text{ GHz}$ 、外部磁場は $H_{\text{ext}} = 1200 \text{ Oe}$ を印加している。距離 $6 \mu\text{m}$ 以降でノイズレベルである 2.5 を下回っており、スピン波が帰還構造の中心部まで伝搬できていない。

この原因として、Mico-focused ブリルアン散乱分光法において、YIG 薄膜は光を透過するために反射光が少なく検出されるスピン波強度も小さくなる。また、今回スパッタリング法により作製した YIG は磁気ダンピングが $\alpha = 5 \times 10^{-3}$ であるため、パーマロイ薄膜と比較して磁気ダンピングが十分に低い薄膜を作製できていない。

これらの課題を解決するには、スパッタリング法やアニール処理といった成膜手法の最適化が

必要である。しかし、これらの成膜手法による最適化は現在着手したばかりであり、高品質な YIG を作製するためには時間を要する。そのため、YIG 薄膜による帰還構造の実験はここまでとするが、更なる YIG 薄膜の高品質化ができれば、上記の想定通りの帰還構造の性能を達成することは可能である。

4.8.6 スピン波帰還構造における微細化の限界

スピン波帰還構造の研究において、微細化すれば増幅効率が増大することを明らかとした。微細化するにあたり、線幅だけでなく厚み方向の限界も知る必要がある。Py 薄膜の場合、厚さ 25 nm まではスピン波伝搬を観測することができている [87]。一方、Py は強磁性であるために厚みを薄くするとキュリー温度が下がり強磁性としての性質を失う可能性がある。実際に厚みに対するキュリー依存性を取得した研究では、Py 薄膜の厚みが 10 nm 以下になるとキュリー温度が急激に低下する [88]。そのため、Py 薄膜では厚さ 10 nm が導波路として使用できる限界と予想できる。

YIG 薄膜においては、厚さ依存性においてスピン波伝搬を逆スピンホール効果によって測定した研究がある [89]。この研究では、厚さ 4 nm までの YIG 薄膜を使用してスピン波伝搬を観測できており、YIG を用いれば Py 薄膜よりも薄い導波路を使用することができる。

これらの試算から、本研究で作製した帰還構造をさらに微細化しても利用可能であることがわかり、微細化と伝搬損失の観点では YIG 薄膜の方が有用性がある。

4.8.7 スピン波帰還構造の消費電力の試算

ナノメートルスケールのスピン波帰還構造において、Antenna2 の入力電力は 9 mW を使用した。また、増幅するために使用する持続時間は、マイクメートルスケールで図 4.62 のシミュレーションでの結果が 10 ns であるのを参考にすると、線幅は 0.15 倍になったので 1.5 ns とする。これで消費電力を計算すると、 1.35×10^{-11} J となる。CMOS の 1 素子分が 1×10^{-16} J であるため、単体では消費電力はスピン波帰還構造の方が大きくなる。しかし、YIG を利用した場合は磁気損失の小ささから電力が 1/100 に抑えられると想定すると 1.35×10^{-13} J になる。また、更なる微細化を行い、線幅を 50 nm にすると (50 nm \times 1 μ m \times 25 nm) 電流は約 1/25、持続時間は 1/4 ns と想定されるため、 1.35×10^{-15} J となる。この消費電力では一度帰還構造でスピン波を増幅して 10 素子分以上の伝搬ができれば CMOS の素子よりも少ない消費電力で信号処理を行うことが可能になる。

4.9 自立型マグノニック結晶を用いたスピン波帰還構造の増幅制御

本研究では、微細加工によって作製した帰還構造の増幅器としての有用性を示すことができた。ループ回路により増幅したスピン波は、何回もループするとスピン波が発振してしまい、信号情報を失う可能性がある。そのため、前節でのマグノニック結晶を用いたスピン波スイッチングの原理を帰還構造と組み合わせ、増幅率を制御可能な増幅機構の開発を目指す。その概略を図 4.85 に示す。

スピン波の利点である超低消費電力を保持するため、外部電力に頼らずに増幅率を制御するため、増幅されたスピン波の誘導起電力を利用する。

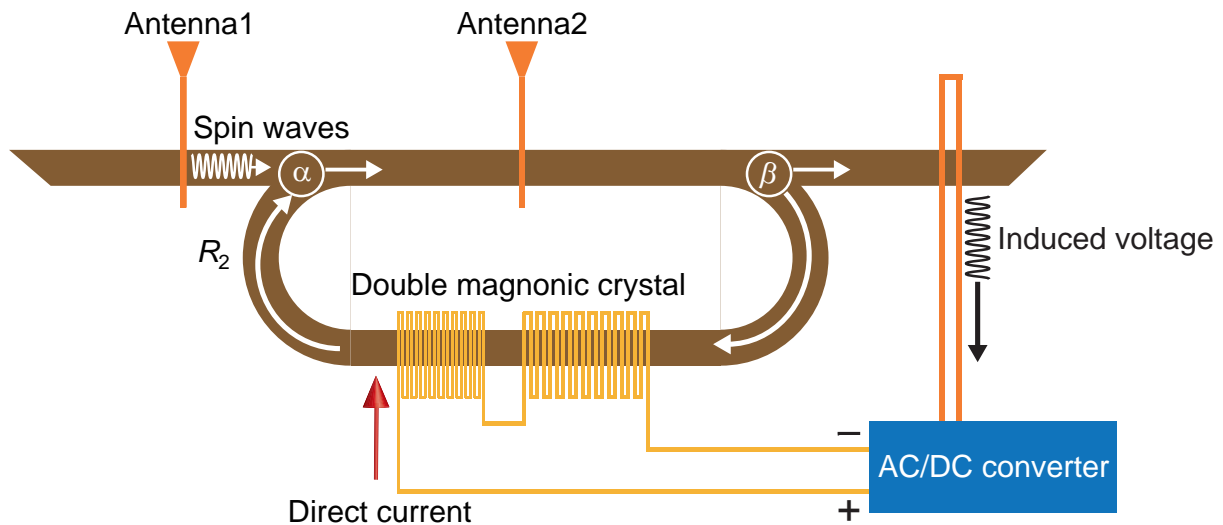


図 4.85: 自立型マグノニック結晶を用いたスピン波帰還構造

導波路とメアンダ構造を作製するにあたり、寸法を試算する。スピン波帰還構造の実験から、微細化によってスピン波の幅方向の伝搬が無くなった方が増幅効率が高くなるため、線幅 $w_{py} = 300$ nm の帰還構造を作製する。

しかし、線幅 $w_{py} = 300$ nm の帰還構造でマグノニック結晶を作製する場合、図 4.85 よりループ回路の直線距離は $D = 2 \mu\text{m}$ であり、この範囲内でマグノニック結晶を作製する必要がある。想定としてマグノニック結晶の線幅の組み合わせを表 4.8 に示す。

この結果、単一のマグノニック結晶では線幅 50 nm 以下、2つ以上のマグノニック結晶を使用する場合は線幅 30~20 nm となった。現在使用している EB 装置では、線幅 100 nm 以下は最適化が必要になり、作製するには難易度が高い。また、バルク試料でのスピン波スイッチング実験から、スピン波全体をカバーするにはダブル・マグノニック結晶を用いて帯域を広げないと行けないため、ナノ細線においても2つ以上のマグノニック結晶が必要になる可能性が高い。そのため、10~30 nm といった現在 CMOS などで使用されている最先端レベルまでに到達してしまうため、現状では作製のためにかなりの時間を必要としてしまう。

また、高周波信号を直流信号に変換するために、チップ型の AC-DC コンバーターを使用しなければならない。全長 $4 \mu\text{m}$ に対応できる AC-DC コンバーターは現状存在しない。これらの理由から、自立型マグノニック結晶を用いたスピン波帰還構造の作製は構想のみとした。

表 4.8: ナノメートルの帰還構造のマグネティック結晶の構成

線幅 [nm]	間隔 [nm]	周期	全長 [nm]
10	10	10	400
20	20	10	800
30	30	10	1200
50	50	10	2000
	50	7	1400
100	100	10	4000
	100	7	2800

4.10 まとめ

本研究ではマイクロメートルの帰還構造を微細加工により作製し、励起位相を最適化させることで最大3.4倍のスピンの増大を実現した。リング部のスピン波強度の空間分布の測定から、リング型ループ回路を周回していることを確認し、励起位相によってランダムな位相ずれが増幅率に起因していることを明らかにした。また、周波数解析によって帰還構造におけるスピン波は干渉が複数回行われることで位相がロックされ、帰還構造の出力部でスピン波が狭帯域化した。狭帯域化によって干渉の強め合いの効率が上昇し、増幅率が増大したことを明らかとした。

スピン波帰還構造の最適化のため、リング型ループ回路の全長を変えた試料を複数個作製した。マイクロリング光共振器の共振条件から、周波数・波数・ループ長から最適なスピン波帰還構造を設計する指針を構築できた。

ナノメートルスケールのスピン波帰還構造を作製し、マイクロメートルサイズの帰還構造よりも増幅効率4.0倍上昇した。周波数解析により、マイクロメートルサイズの帰還構造と比較して狭帯域化されており、増幅率の低下とされていた幅方向のスピン波伝搬を抑えられ。スピンの1次元的な伝搬を実現した。

以上の結果から、スピン波帰還構造の増幅器としての有用性を示すことができた。磁気ダンピングが低いYIGやFeを導波路として使用することで、さらなる高効率化が期待できる。

第5章 結論

本研究では、人工磁気格子を用いてスピン波スイッチングと増幅を実現した。その結論として以下の3つにまとめた。

1. 二つの異なる人工変調磁場を生み出すダブル・マグノンニック結晶を作製して、スピン波信号パケットに対し強度比で最大75%の減衰効果を実現し、ナノ秒でのスピン波スイッチングを実現した。変調磁場による減衰率を解析するため、微小な外部磁場変化による減衰率依存性を測定した結果、スピン波の空間的な位相ずれが発生していた。この結果から、変調磁場によるスピン波の減衰率は、変調磁場とスピン波の相対位相に大きく起因していることを明らかとした。
2. 微細化スピン波帰還構造によって、位相最適化により最大3.4倍の増幅率を実現し、帰還構造の増幅器としての有用性を示した。リング部のスピン波強度の空間分布の測定から、リング型ループ回路を周回していることを確認し、励起位相によってランダムな位相ずれが増幅率に起因していることを明らかにした。また、周波数解析によって帰還構造におけるスピン波は干渉が複数回行われることで位相がロックされ、帰還構造の出力部でスピン波が狭帯域化した。狭帯域化によって干渉の強め合いの効率が上昇し、増幅率が増大したことを明らかとした。また、更なる増幅率の上昇のため、リング型ループ回路の全長を変えた試料を複数個作製し、スピン波帰還構造の最適化を行った。その結果、共振条件の式をもとに周波数・波数・ループ長から最適なスピン波帰還構造を設計する指針を構築することができた。
3. ナノメートルスケールのスピン波帰還構造を作製し、スピン波の増幅を確認した。その結果、マイクロメートルサイズの帰還構造よりも3.93倍伝搬効率が上昇し、微細化によってスピン波の増幅効率が上昇することを明らかとした。

以上の研究により、スピン波の高速スイッチングと増幅機構を人工磁気構造によって実現し、また曲線導波路の活用を見出したことで平面上での伝搬方向を自在に変更できることから、集積スピン波素子の基盤的知見を開拓することができた。

参考文献

- [1] S. Wolf, D. Awschalom, R. Buhrman, J. Daughton, S. von Moln ar, M. Rouks, A. Chtchelkanova, and D. Treger, “Spintronics A Spin-Based Electronics Vision for the Future”, *Science* **294**, 1488 (2001).
- [2] N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi et al., “ The role of Snell’s law for a magnonic majority gate”, *Sci. Rep.* **7** 7898 (2017).
- [3] Ki Suk Lee, Sang Koog Kim, “Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions”, *Phys. Lett.* **104**, 053909 (2008).
- [4] J. D. Adam, S. K. Bajpai, “Magnetostatic forward volume wave propagation in YIG stripes”, *IEEE Trans. Magn.* **18**, 1598-1600 (1982).
- [5] K. O. Nikolaev, D. Raskhodchikov, J. Bensmiann et al., “Operation of a submicrometer waveguide cross as a spin-wave logic gate”, *Appl. Phys. Lett.* **123**, 142402 (2023).
- [6] Yu. V. Kobljanskyj, G. A. Melkov, A. A. Serga et al., “Effective microwave ferrite convolver using a dielectric resonator”, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1645 (2002).
- [7] A. A. Sega, A. V. Chumak, A. Andre et al., “Parametrically Stimulated Recovery of a Microwave Signal Stored in Standing Spin-wave Modes of a Magnetic Film”, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 227202 (2007).
- [8] P. A. Kolodin, M. P. Kostylev, and N. G. Kovshikov, “On the Frequency Characteristics of Spin-Wave Convolver”, *Proceedings of the 24th European Microwave Conference*, 327 (1994).
- [9] W. S. Ishak, “Magnetostatic Wave Technology: A review”, *Proc. IEEE* **76** ,171 (1988).
- [10] N. Sato, S.-W. Lee, K.-J. Lee, and K. Sekiguchi, “Current-induced modulation of backward spin-waves in metallic microstructures”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 094004 (2017).
- [11] K. Sekiguchi, S-W. Lee, H. Sukegawa, N. Sato, S.-H. Oh, R. D. McMichael, and K. J. Lee, “Spin-wave propagation in cubic anisotropic materials”, *NPG Asia Materials* **9**, e392 (2017).
- [12] A. Chumak, A. Serga, and B. Hillebrands, ”Magnon transistor for all-magnon data processing”, *Nat. Commun.* **5**, 4700 (2014).
- [13] A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, “Scattering of backward spin waves in a one-dimensional magnonic crystal”, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022508 (2008).

- [14] A. Chumak, T. Neumann, “A current-controlled, dynamic magnonic crystal”, *J. Phys. D* **42**, 205005 (2009).
- [15] N. Sato, N. Ishida, T. Kawakami, and K. Sekiguchi, “Propagating spectroscopy of backward volume spin wave in metallic FeNi film”, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032411 (2014).
- [16] 岩場雅司, 関口康爾, “動的マグノニック結晶を用いたバックワードスピンの波遮断”, 日本磁気学会論文特集号 **4**, 18 (2020).
- [17] M. Kawase, M. Iwaba, K. Sekiguchi, “Electric detection of nonlinear effect upon spin-wave spin current”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **59**, SEED01 (2020).
- [18] M. J. Lighthill, “Contributions to the Theory of Waves in Non-linear Dispersive Systems”, *IMA J. Appl. Math.* **1**, 3 (1965).
- [19] R. G. Kryshtal, A. V. Medved, “Dynamic magnonic crystals for measurements of parameters of surface spin waves in yttrium-iron garnet films”, *J. Magn. Magn. Mater* **491**, 165599 (2019).
- [20] K. Sekiguchi, D. Chiba, T. Tachizaki, “Time-domain propagating spin-wave spectroscopy for forward spin waves in a ferromagnetic metal”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **57**, 0902B4 (2018).
- [21] T. Goto, K. Shimada, Y. Nakamura, H. Uchida, and M. Inoue, “One-dimensional magnonic crystal with Cu stripes for forward volume spin waves”, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 014033 (2019).
- [22] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, “Observation of the spin Seebeck effect”, *Nature* **455**, 778 (2008).
- [23] T. Langer, D. A. Bozhko, S. A. Bunyaev et al., “Spin-wave propagation through a magnonic crystal in a thermal gradient”, *Appl. Phys.* **51**, 34 (2018).
- [24] K. Uchida, H. Adachi, T. Kikkawa, A. Kiriwara, M. Ishida, S. Yorozu, S. Maekawa, and E. Saitoh, “Thermoelectric generation based on spin Seebeck effects”, *Proc. IEEE* **104**, 1946 (2016).
- [25] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, “Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping”, *Nature* **443**, 430 (2006).
- [26] A. J. E. Kreil, D. A. Bozhko, H. Y. Musienko-Shmarova, V. I. Vasyuchka, V. S. L’vov, A. Pomyalov, B. Hillebrands, and A. A. Serga, “From Kinetic instability to Bose-Einstein condensation and magnon supercurrents”, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 077203 (2018).
- [27] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, T. Jungwirth, “Spin Hall effects”, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [28] W. Zhang, V. Vlaminck, J. E. Pearson, R. Divan, S. D. Bader, and A. Hoffmann, “Determination of the Pt spin diffusion length by spin-pumping and spin Hall effect”, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 242414 (2013).

- [29] Krauss T. F., De La Rue R. M., and Brand S, “Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near-infrared wavelengths” ,*Nature* **383** 699 (1996).
- [30] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akabane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity”, *Nat. Mater.* **4**, 207 (2005).
- [31] Yu. V. Gulyaev, S. A. Nikitov, L. V. Zhivotovskii, A. A. Klimov, Ph. Tailhades, L. Presmanes, C. Bonningue, C. S. Tsai, S. L. Vysotskii, and Yu. A. Filimonov, “Ferromagnetic Films with Magnon Bandgap Periodic Structures: Magnon Crystals”, *JETP Lett.* **77**, 567 (2003).
- [32] C. L. Ordóñez-Romero, Z. Lazcano-Ortiz, A. Drozdovskii, B. Kalinikos, M. Aguilar-Huerta, J. L. Dominguez-Juárez, G. Lopez-Maldonado, N. Qureshi, O. Kolokoltsev, and G. Monsivais, “Mapping of spin wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal”, *J. Appl. Phys.* **120**, 043901 (2016).
- [33] G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, and M. Kostylev, “Collective spin modes in monodimensional magnonic crystals consisting of dipolarly coupled nanowires”, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 092503 (2007).
- [34] A. D. Karenowska, J. F. Gregg, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, “Oscillatory energy exchange between waves coupled by a dynamic artificial crystal”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 015505 (2012).
- [35] A. A. Serga, T. Neumann, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, “Generation of spin-wave pulse trains by current-controlled magnetic mirrors”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 112501 (2009).
- [36] M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, T. Neumann, B. Leven, B. Hillebrands, and R. L. Stamps, “Resonant and nonresonant scattering of dipole-dominated spin waves from a region of inhomogeneous magnetic field in a ferromagnetic film”, *Phys. Rev. B* **76**, 184419 (2007).
- [37] 小林久理眞, したしむ磁性, 朝倉書店 (1999).
- [38] 宮崎照宣, スピントロニクス, 日刊工業新聞社 (2004).
- [39] M. Lakshmanan, “The fascinating world of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation: an overview”, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 1280-1300 (2011) .
- [40] 太田恵造, 磁気工学の基礎 2, 共立全書 (1973).
- [41] A. Gurevich, and G. Melkov, “Magnetization oscillations and waves crs”, *New York* **245** (1996)
- [42] Daniel D. Stancil, Anil Prabhakar, “Spin Waves”, Springer US (2009).
- [43] R. W. Damon, J. R. Eshbach, “Magnetostatic modes of a ferromagnet slab”, *J. Phys. Chem. Solid* **19**, 308 (1961).

- [44] B. Kalinikos, M. Kostylev, N. Kozhus, and A. Slavin, “The dipole-exchange spin wave spectrum for anisotropic ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions”, *J. Phys. Condensed Matter* **49**, 9861 (1990).
- [45] B. A. Kalinikos, and A. N. Slavin, “Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions”, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **19** 7013 (1986).
- [46] R. Alam, Y. Liu, and D. K. P. Yue, “Bragg resonance of waves in a two-layer fluid propagating over bottom ripples. Part I. Perturbation analysis.”, *J. Fluid Mechanics* **624** 191-224 (2009).
- [47] S. H. Yuan, M. PardaviHorvath, P. E. Wigen, and P. DeGasperis, “Excitation effects in excess Cadoped epitaxial CaGe: YIG garnets”, *J Appl. Phys.* **61**, 3552 (1987).
- [48] M. A. Gilleo, and S. Geller, “Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet, $3Y_2O_3(5-x)Fe_2O_3$ ”, *Phys. Rev.* **110**, 73 (1958).
- [49] Ming Chen, Mincho A. Tsankov, Jon M. Nash, and Carl E. Patton, “Backward-volume-wave microwave-envelope solitons in yttrium iron garnet films”, *Phys. Rev. B* **49**, 12773 (1994).
- [50] A. Vansteenkis et al., “The design and verification of Mumax3”, *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
- [51] R. Nakane, G. Tanaka, and A. Hirose, “Reservoir computing with spin waves excited in a garnet film”, *IEEE Access* **6**, 4462 (2018).
- [52] K. Sekiguchi, “The basis of magnon transistors”, *AAPPS Bulletin* **28**, 2 (2018).
- [53] K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, and T. Ono, “Nonreciprocal emission of spin wave packet in FeNi film”, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 022508 (2010).
- [54] K. Guslienko, S. Demokritov, B. Hillebrands, and A. Slavin, “Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes”, *Phys. Rev. B* **66**, 132402 (2002).
- [55] T. Schneider, A. Serga, T. Neumann, and B. Hillebrands, “Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna”, *Phys. Rev. B* **77**, 214411 (2008).
- [56] C. Chui, “An introduction to wavelets academic press”, *New York* (1992).
- [57] K. Sekiguchi, A. Yamaguchi, H. Miyajima, and A. Hirohata, “Effect of ferromagnetism on AB oscillations in a Normal-Metal ring”, *Phys. Rev. B* **77**, 140401(R) (2008).
- [58] O. Dzyapko, V. E. Demidov, G. A. Melkov, and S. O. Demokritov, “Bose-Einstein condensation of spin wave quanta at room temperature”, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3575 (2011).
- [59] O. Dzyapko, V. E. Demidov, G. A. Melkov, and S. O. Demokritov, G. A. Melkov, and A. N. Slavin, “Quasiequilibrium gas of magnons with a nonzero chemical potential: A way to Bose-Einstein condensation”, *J. Appl. Phys.* **101**, 09C103(2007).

- [60] A. B. Ustinov, A. V. Kondrashov, I. Tatsenko, A. A. Nikitin, and M. P. Kostylev, “Progressive development of spin wave chaos in active-ring oscillators”, *Phys. Rev. B* **104**, L140410 (2021).
- [61] A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak et al., “Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide”, *Phys. Rev. B* **96**, 060401(R) (2017).
- [62] Y. Udagawa, and T. Arakawa, “Design of high-order series-coupled microring resonator wavelength filter with differential evolution method”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **61**, Sk1014 (2022).
- [63] O. Schwelb, “Transmission, Group Delay, and Dispersion in Single-Ring Optical Resonators and Add/Drop Filters A Tutorial Overview”, *J. Lightwave Tech.* **22**, 1380 (2004).
- [64] S. O. Demokritov, and V. E. Demidov, “Micro-Brillouin Light Scattering Spectroscopy of Magnetic Nanostructures”, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 6 (2007).
- [65] T. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands, and H. Schultheiss, “Micro-focused Brillouin light scattering imaging spin waves at the nanoscale”, *Front. Phys.* **3**, 00035 (2015).
- [66] J. F. Cochran, “Brillouin light scattering intensities for patterned magnetic thin films”, *J. Magn. Mater.* **212**, 40 (2000).
- [67] G. Gubbiotti, G. Carlotti, M. Madami, S. Tacchi, P. Vavassori, and G. Socino, “Setup of a new Brillouin light scattering apparatus with submicrometric lateral resolution and its application to the study of spin modes in nanomagnets”, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D521 (2009).
- [68] S. Hwang et al., “Parametric excitation and mode control using an Oersted field in a NiFe nanowire”, *Sci. Rep.* **11**, 14207 (2021).
- [69] V. A. Gubanov and A. A. Martyshkin and S. E. Sheshukova and A. V. Sadovnikov, “Controlling the Properties of Spin-Wave Transport in a Semiring Magnon Microwaveguide”, *Technical Physics* **64**, 11 (2019).
- [70] V. S. L’vov, “Wave Turbulence Under Parametric Excitation”, Springer Series in Nonlinear dynamics (1994).
- [71] M. Iwaba, K. Sekiguchi, “Spin-wave enhancement using feedback-ring structure”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **62**, 103001 (2023).
- [72] R. Verba et al., “Correction of phase errors in a spin-wave transmission line by nonadiabatic parametric pumping”, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 054040 (2019).
- [73] M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash, and C. E. Patton, “Backward-volume-wave microwave-envelope solitons in yttrium iron garnet films”, *Phys. Rev. B* **49**, 12773 (1994).
- [74] T. Ogasawara, “Time-resolved vector-field imaging of spin-wave propagation in permalloy stripes using wide-field magneto-optical Kerr microscopy”, *Phys. Rev. Appl.* **20**, 024010 (2023).

- [75] Y. Shiota, R. Hisatomi, T. Moriyama, and T. ono, “Observation of the dispersion relations for quantized coherent spin waves excited by a microwave antenna”, *Phys. Rev. B* **102**, 21440 (2020).
- [76] V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, and G. Reiss, “Self-focusing of spin waves in permalloy microstripes”, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 252504 (2007).
- [77] K. Kasahara, R. Akamatsu, and T. Manago, “Ferromagnetic-waveguide width dependence of propagation properties for magnetostatic surface spin waves”, *AIP Advances* **11**, 045308 (2021).
- [78] B. Heinz, Q. Wang, M. Schneider et al., “Long-range spin-wave propagation in transversely magnetized nano-scaled conduits”, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 132406 (2021).
- [79] K. O. Nikolaev, S. R. Lake, G. Schmidt, S. O. Demokritov, and V. E. Demidov, “Zero-field spin waves in YIG nanowaveguides”, *Nano Lett.* **23**, 8719 (2023).
- [80] S. R. Lake, B. Divinskiy, G. Schmidt, S. O. Demokritov, and V. E. Demidov, “Interplay between nonlinear spectral shift and nonlinear damping of spin waves in ultrathin yttrium iron garnet waveguides”, *Phys. Rev. Appl.* **17**, 034010 (2022).
- [81] H. Qin, R. B. Holländer, L. Flašman, and S. van Dijken, “Low-loss nanoscopic spin-wave guiding in continuous yttrium iron garnet films”, *Nano Lett.* **22**, 5294 (2022).
- [82] K. Tajima, Y. Ishikawa, P. J. Webster, M. W. Stringfellow, D. Tocchetti, and K. R. A. Zebabeck, “Spin waves in a Heusler alloy Cu_2MnAl ”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 483 (1977).
- [83] B. Rana, S. Choudhury, K. Miura, H. Takahashi, A. Barman, and Y. Otani, “Electric field control of spin waves in ultrathin CoFeB films”, *Phys. Rev. B* **100**, 224412 (2019).
- [84] Y. Sun, and M. Wu, “Yttrium iron garnet nano films: Epitaxial growth, spin-pumping efficiency, and Pt-capping-caused damping”, *Solid State Physics* **64**, 157 (2013).
- [85] B. Lax, and K. J. Button, “Microwave ferrites and ferrimagnetics”, McGraw-Hill, New York (1962).
- [86] A. G. Gurevich, and G. A. Melkov, “Magnetization oscillations and waves”, CRC, New York (1996).
- [87] M. Nakayama, K. Yamanoi, S. Kasai, S. Mitani, and T. Manago, “Thickness dependence of spin wave nonreciprocity in permalloy film”, *Jpn. J. App. Phys.* **54**, 083002 (2015).
- [88] Xi. Zhang, Yu. Lao, J. Sklenar et al., “Understanding thermal annealing of artificial spin ice”, *APL Mater.* **7**, 111112 (2019).
- [89] O. d’Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard et al. “Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system”, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 082408 (2013).

本研究に関する論文と発表

学術論文 (筆頭3件, 共著1件)

- 動的マグノンニック結晶を用いたバックワードスピン波遮断
岩場雅司, 藤原早希, 関口康爾
日本磁気学会論文特集号 **4**, 18 (2020).
- Electric detection of nonlinear effect upon spin-wave spin current
Mikito Kawase, Masashi Iwaba, Koji Sekiguchi
Jpn. J. Appl. Phys.(Regular paper) **59**, ab6508 (2020).
- Spin-wave switching using dynamic magnonic crystal
Masashi Iwaba, Koji Sekiguchi
Appl. Phys. Express(Regular paper) **14**, 073002 (2021).
- Spin-wave enhancement using feedback-ring structure
Masashi Iwaba, Koji Sekiguchi
Jpn. J. Appl. Phys.(Regular paper) **62**, 103001 (2023).

国際学会 (口頭2件, ポスター2件)

- We-02-2 Shape-forming of spin wave packets by dynamic magnonic crystal
Masashi Iwaba*, Koji Sekiguchi (口頭発表)
MORIS 2019 (Prague, Czech Republic, 23rd June 2019)
- HOI-02 Spin-wave rejection efficiency of dynamic magnonic crystal
Masashi Iwaba*, Koji Sekiguchi (口頭発表)
2022 joint MMM-intermag conference (Online, 10-14th Jan. 2022)
- Poster 1-83 Spin-wave waveguide with a loop ring structure
Masashi Iwaba*, Masaki Wada, Shoki Nezu, Koji Sekiguchi (ポスター発表)
ICMFS-2022 (沖縄科学技術大学, 10-15th July 2022)
- S15-MON-08 Optimization of spin-wave feedback structure
Masashi Iwaba*, Koji Sekiguchi (ポスター発表)
JEMS2023 (Spain, Madrid, Faculty of Medicine UCM, 27th Aug.-1st Sep. 2023)

国内学会 (口頭5件, ポスター2件)

- 25pPS-16 多重マグノンニック結晶によるスピン波スイッチング
岩場雅司*, 藤原早希, 関口康爾 (ポスター発表)
第43回日本磁気学会 (京都, 日本, 2019年9月25-27日)
- MAG-20-014 動的マグノンニック結晶によるスピン波減衰バンドの作製
岩場雅司*, 関口康爾 (口頭発表)
マグネティクス研究会 (名古屋, 日本, 2020年3月6日)
- 14p-PA1-52 パラメトリックポンピングによるスピン波励起のBLS分光測定
岩場雅司*, 藤原早希, 関口康爾 (ポスター発表)
第67回応用物理学会春季学術講演会 (東京, 日本, 2020年3月12-15日)
- 14aA-2 周期的な変調磁場によるスピン波の減衰
岩場雅司*, 関口康爾 (口頭発表)
第44回日本磁気学会学術講演会 (オンライン, 2020年12月14-17日)
- 20p-B101-10 帰還構造におけるスピン波の空間分布
岩場雅司*, 根津昇輝, 林龍之介, 関口康爾 (口頭発表)
第83回応用物理学会春季学術講演会 (東北大学, 2022年9月20-23日)
- 招待講演 第3講 ブリルアン散乱分光法を用いたスピン波帰還構造の開発
岩場雅司*, 関口康爾 (口頭発表)
第22回レーザー学会東京支部研究会 (東海大学 高輪キャンパス 2023年3月3日)
- 27aB-9 ナノスピン波増幅器に向けた帰還構造の開発
岩場雅司*, 関口康爾 (口頭発表)
第47回日本磁気学会学術講演会 (大阪大学, 2023年9月27-29日)

受賞歴 (3件)

- MSJ 論文奨励賞
日本磁気学会 (2020)
- 学術奨励賞 (内山賞)
日本磁気学会 (2020)
- 令和2年度 学業優秀者
横浜国立大学 (2020)

謝辞

本研究にあたり、大変多くの方に指導とご協力をしていただきました。心より感謝申し上げます。

指導教員である横浜国立大学 関口康爾 教授には論文の構成や、本研究の遂行にあたり、装置や試料の取り扱い方など、研究していくにあたっての知識や考え方など多くのことを懇切にご教授くださいました。繊細なマイクロ・ナノサイズの試料を扱い方や、実験器具の使用方法について詳細にかつ丁寧にご指導いただき、研究者として大切な考え方と技術を身に付けることができました。また、論文の執筆手法やプレゼンテーションスキルなど、研究だけでなく、社会に出ても十分に生かせるような様々なスキルを身に着けることが来ました。これらの研究面のご教授だけでなく、生活面においても多くの助言をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。今後、これらのご指導を十分に研究に生かせるよう、社会人生活においても日々精進していきたいと思えます。

横浜国立大学 竹村泰司 教授, 大矢剛嗣 准教授, 荒川太郎 教授, 吉川信之 教授, 山梨裕希 准教授には本論文の副査を受けていただきました。本論文に関する新たな視点からの意見は大変参考になりました。お忙しい中、精読していただけたことに感謝いたします。

横浜国立大学 馬場俊彦 教授, 羽中田 祥司 博士にはナノスピン波帰還構造作製のために使用した電子線描画装置についてご教授いただきました。心より感謝いたします。

東海大学 立崎武弘 教授にはブリルアン散乱分光法における知見を教えてくださいました。また学会での議論により、光学分野において貴重な意見をいただくことができました。ここに感謝申し上げます。

ドイツの Thomas Meyer 博士, Thomas Sebastian 博士にはブリルアン散乱分光装置の技術および実験手法について教えてくださいました。心よりお礼申し上げます。

そして、関口研究室の秘書である金澤友紀さん・神谷由美さんには、研究費の手続きや研究室の整備といった事務的なサポートに関して尽力してくださり、研究を滞りなく進めることができました。深く感謝申し上げます。

同じ研究室の学生の皆さんには、毎週の研究相談会だけでなく、普段の実験からお互いに意見を出し合って共に研究できたことはうれしく思います。特に博士学生である根津昇輝さんには、日々の議論や実験を通して、貴重な意見をいただきました。同じ博士課程を進む仲間を得られたことは非常に嬉しいことでした。深く感謝申し上げます。

最後に、本研究をするために支えてくださった家族や友人をはじめ、すべての方々に感謝を申し上げます。皆様の支援のおかげで、この研究を遂行することができました。ありがとうございました。

2024年3月 岩場雅司