

# 金属微細構造におけるスピン波ダイナミクス

2016年8月

佐藤 奈々

学位論文 博士（理学）

金属微細構造におけるスピン波ダイナミクス

2016年8月

慶應義塾大学大学院理工学研究科

佐藤 奈々

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1.1	はじめに	1
1.2	スピン波と外部系との相互作用	1
1.2.1	スピン波とマグノン	1
1.2.2	マグノン量子凝縮	2
1.2.3	マグノン-電子間相互作用 (電流誘起スピン波 Doppler シフト)	4
1.2.4	金属でのマグノン Bose-Einstein 凝縮における課題	6
1.3	微細構造におけるスピン波制御	7
1.3.1	エレクトロニクス・スピントロニクスの問題点と 新しい情報キャリア	7
1.3.2	磁性絶縁体におけるスピン波デバイス	9
1.3.3	微細化における問題点	10
1.4	本研究の課題と目的	12
<b>第 2 章</b>	<b>スピン波ダイナミクスとその測定原理</b>	<b>14</b>
2.1	スピン波の分散関係	14
2.1.1	Maxwell 方程式の準静磁近似	14
2.1.2	Walker 方程式	16
2.1.3	スピン波の分散関係	18
2.2	マグノンの定式化	20
2.3	磁化の運動方程式	22
2.3.1	スピントランスファートルク	22
2.3.2	Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式	24
2.3.3	スピントランスファートルクによる周波数シフト	25
2.4	電気測定	26
2.5	Micro-focused Brillouin light scattering 分光測定	27
2.5.1	Brillouin 散乱	27
2.5.2	Micro-focused Brillouin light scattering 分光測定	28
2.5.3	タンデム型 Fabry-Pérot 干渉計	30
2.5.4	micro-focused BLS 分光装置の空間分解能	31

<b>第 3 章</b>	<b>金属における backward mode スピン波の伝搬</b>	<b>33</b>
3.1	Py 薄膜における backward mode スピン波の伝搬 . . . . .	33
3.1.1	試料の構成 . . . . .	33
3.1.2	試料作製 . . . . .	35
3.1.3	測定方法 . . . . .	40
3.1.4	周波数領域における backward mode スピン波の検出 . . . . .	41
3.1.5	Backward mode スピン波の伝搬特性の評価 . . . . .	43
3.1.6	実時間領域における backward mode スピン波の検出 . . . . .	47
3.1.7	まとめ . . . . .	49
3.2	Backward mode スピン波と電流の相互作用 . . . . .	50
3.2.1	試料の構成 . . . . .	50
3.2.2	試料作製 . . . . .	51
3.2.3	高周波アンテナによる励起波数 . . . . .	55
3.2.4	測定方法 . . . . .	59
3.2.5	Py 細線における backward mode スピン波の伝搬 . . . . .	60
3.2.6	電流による backward mode スピン波の周波数シフト . . . . .	61
3.2.7	周波数シフトの外部条件に対する応答 . . . . .	65
3.2.8	周波数シフトの考察 . . . . .	69
3.2.9	まとめ . . . . .	78
<b>第 4 章</b>	<b>金属微細構造におけるスピン波干渉</b>	<b>79</b>
4.1	金属薄膜における surface mode スピン波干渉 . . . . .	79
4.1.1	試料の構成 . . . . .	79
4.1.2	試料作製 . . . . .	80
4.1.3	測定方法 . . . . .	83
4.1.4	Surface mode スピン波の伝搬特性 . . . . .	86
4.1.5	Surface mode スピン波干渉の位相安定性 . . . . .	87
4.1.6	Surface mode スピン波の位相制御 . . . . .	92
4.1.7	まとめ . . . . .	93
4.2	金属細線における surface mode スピン波干渉 . . . . .	94
4.2.1	試料作製 . . . . .	94
4.2.2	測定方法 . . . . .	95
4.2.3	マイクロ細線における surface mode スピン波干渉測定 . . . . .	96
4.2.4	量子化モード間干渉の寄与 . . . . .	100
4.2.5	スピン波の位相制御に対する閉じ込め効果の寄与 . . . . .	103
4.2.6	まとめ . . . . .	105
<b>第 5 章</b>	<b>結論</b>	<b>106</b>



参考文献	110
謝辞	118
付録A ベクトルネットワークアナライザによる相互インダクタンスの評価	120
付録B メアング構造による励起波数の計算	122

# 第1章 序論

スピン波の研究分野はマグノンクスと呼ばれる。マグノンクスにおいてスピン波の基礎特性とスピン波制御は密接に関連し、切り離して論じることができない。そこで本章では、スピン波の基礎物理の解明とデバイス応用の両面から研究背景と課題を述べ、本研究の目的を記す。

## 1.1 はじめに

ナノ・マイクロメートルオーダーに微細加工された強磁性金属試料におけるスピン波のダイナミクスは、マグノンクスにおいて中心的な研究課題である。なぜなら、スピン波と電子系との相関を利用して、スピン波の準粒子であるマグノンの量子凝縮が実現しているか判断できる可能性があり、また、試料の微細化による新しい現象が発見されているためである。基礎物理だけでなく、スピン波は新しい情報キャリアとして情報処理デバイスへの応用が期待され、応用研究も盛んに行われている。マグノンクスは、基礎と応用が密接に関係して開拓されている。

## 1.2 スピン波と外部系との相互作用

### 1.2.1 スピン波とマグノン

スピン波は磁化の集団励起状態として 1930 年に Bloch によって導入され [1]、古典的には図 1.1 に示すように、磁性体内の隣り合う磁化ベクトル  $\mathbf{M}$  の位相がずれて歳差運動している状態として捉えられてきた [2]。実際は、磁化の起源であるスピン角運動量は量子化されており、その大きさは離散的である。したがってスピン波の振幅も連続的な値をとることはできず、量子化する。この量子化されたスピン波をマグノンという。Holstein、Primakoff、Dyson によって、マグノンは Bose-Einstein

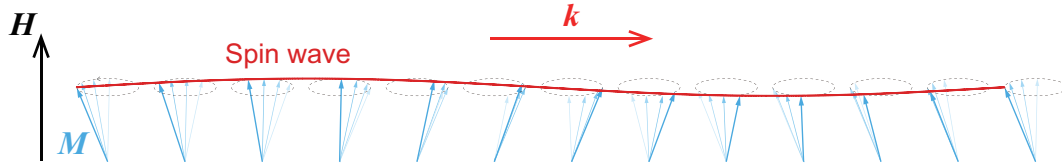


図 1.1: 古典的なスピン波の描像。 $M$  は磁化、 $H$  は印加磁場、 $k$  はスピン波の波数ベクトルを表す。隣り合う磁化の歳差運動の位相のずれが伝搬する。

統計に従う準粒子として扱えることが示された [3,4] (マグノンの定式化は第 2 章で行なう)。1960 年代からイットリウム鉄ガーネット  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) 試料を用いてスピン波の励起・伝搬が実験的に検出され、スピン波は音波や光波と同様に波として扱えることが確認された [5–10]。

## 1.2.2 マグノン量子凝縮

磁性体におけるスピン波の興味深い特性の一つとして、室温におけるマグノン Bose-Einstein 凝縮 (BEC) が挙げられる [11–13]。図 1.2(a) にマグノンの分散関係を示す。マグノンの分散関係には有限な波数にエネルギーが最安定となる状態が存在し、この最安定状態にマグノンが凝縮した状態をマグノン BEC という。つまり、マグノン BEC を引き起こすためには、この最安定状態にマグノンを落とし込む必要がある。その手法として、パラメトリックポンピングが挙げられる。図 1.2(a) にパラメトリックポンピングの概念図を示す。パラメトリックポンピングとは、周波数  $f_0$ 、波数 0 のフォトンによって、周波数  $f_0/2$ 、波数  $+k_0, -k_0$  の二つのマグノンを対生成する手法である。Dzyapko らはこの手法を用いて、YIG 試料でマグノン BEC の実験を行なった [13]。図 1.2(b) は測定結果で、フォトンを入射してから時間  $\tau$  経過後のマグノンの波数空間における強度分布を示す。図中の白線は、各図に示している周波数の共鳴条件を示す。 $\tau = 20$  ns 後には、周波数 4.1 GHz を示す白線上でマグノンの強度が大きくなっているため、周波数 4.1 GHz のマグノンが生成されていることがわかる。時間が経過するにつれて、マグノンの周波数は低下し、波数空間でのマグノンの強度分布は図 1.2(b) 中の白い十字印のところに集束した。 $\tau = 700$  ns 後にはマグノンの強度分布は一点に集中し、周波数は 2.91 GHz となった。図 1.2(c) に、 $f_p = 4.1$  GHz のマグノンと最低周波数  $f_{\min}$  のマグノンの強度の時間変化を示す。 $f_p$  のマグノンの寿命は非常に短く、励起直後にすぐ消失している。これは 4 マグノン

散乱（マグノン数を保存してエネルギーを再分配するマグノンの散乱過程）によって低周波数のマグノンを生成し、 $f_p$ のマグノン自体は消失したためである。一方で、 $f_{\min}$ のマグノンは $\tau = 200$  ns付近から強度が増加しはじめ、 $\tau = 550$  nsで最大となり、その後は指数関数的に減衰する。 $\tau = 550$  ns以降の減衰からマグノンの寿命は260 nsと分かり、 $f_p$ のマグノンと比べて長い。このことは、 $f_{\min}$ のマグノンが図1.2(a)のエネルギー最安定状態にあり、4マグノン散乱でエネルギーを再分配できないことを示している。エネルギー最安定状態に落ち込んだマグノンは、格子系にエネルギーを散逸し、減衰する。

上記の実験からマグノンが波数空間上でエネルギー最安定の状態に集まることが実証されたが、この状態をBEC状態と言ってよいのかは未だ議論の残るところである。マグノンが集中している状態がBEC状態であるか識別する方法のひとつに、

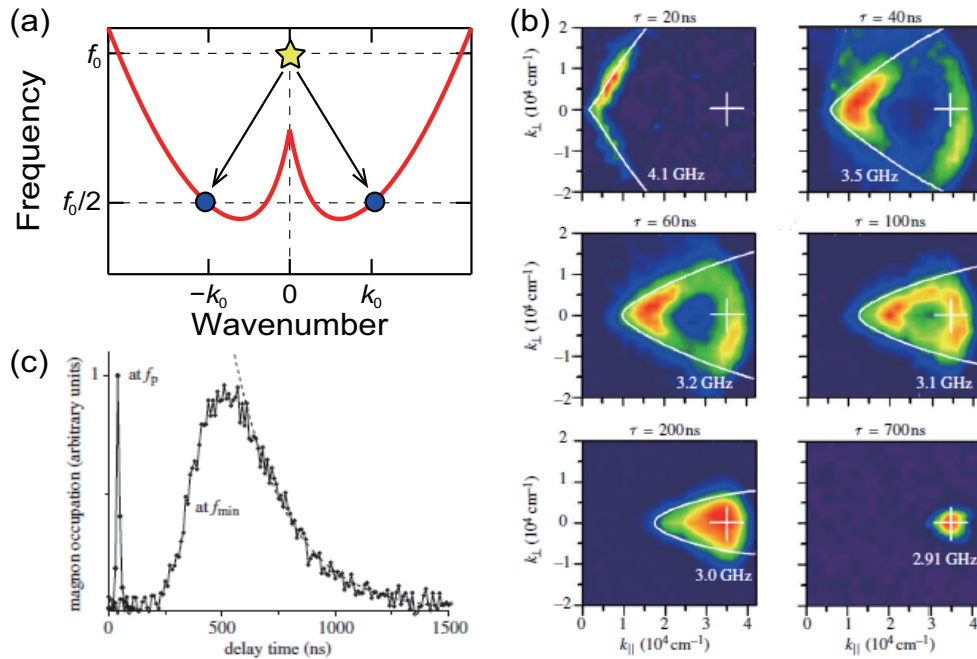


図 1.2: (a) パラメトリックポンピングの概念図。赤線はスピン波のモードの一つである backward mode の分散関係を示す。周波数  $f_0$ 、波数 0 の光子（星印）が、周波数  $f_0/2$ 、波数  $+k_0, -k_0$  の二つのマグノン（青丸印）を対生成する。(b) スピン波を励起してから時間  $\tau$  経過後のマグノン密度の波数空間分布。白線はマグノンが各図中に示した周波数となる共鳴条件を示す。時間の経過とともに、マグノンの周波数が低下し、強度分布が集束した (O. Dzyapko *et al.* [13])。 (c)  $f_p = 4.1$  GHz と最低周波数  $f_{\min}$  のマグノンの強度の時間経過。 $f_p$  のマグノンは励起直後にすぐ減衰するが、 $f_{\min}$  のマグノンの寿命は 260 ns であった (O. Dzyapko *et al.* [13])。

電流等の外部条件に対する応答を調べる手法が挙げられるが、マグノン BEC は、これまで磁性絶縁体を用いて研究が進められてきたため、光学的なアプローチしかできなかった。しかし、マグノン BEC を金属中で実現できれば、マグノンの状態を電流でプローブすることができ、マグノン BEC の基礎物理解明の糸口になると期待できる。

### 1.2.3 マグノン-電子間相互作用（電流誘起スピン波 Doppler シフト）

マグノン量子凝縮の詳細な研究のためには電流によるプローブが有用と考えられるが、これまでにマグノン BEC が報告された磁性絶縁体では電子系との相互作用は存在しない。一方、金属ではマグノンと電子系が直接相互作用する。近年、マグノン-電子間相互作用に関して新しく展開が見られ、スピン波 Doppler シフトが発見された [14–18]。図 1.3 はスピン波 Doppler シフトの原理を示している。図 1.3(a) に示すように、磁性体に電流を流すと、磁化を担う局在電子のスピンの交換相互作用によって、スピンを平行に揃えようとするトルクが働く。このトルクをスピントランスファートルク（spin transfer torque: STT）といい [19–27]、

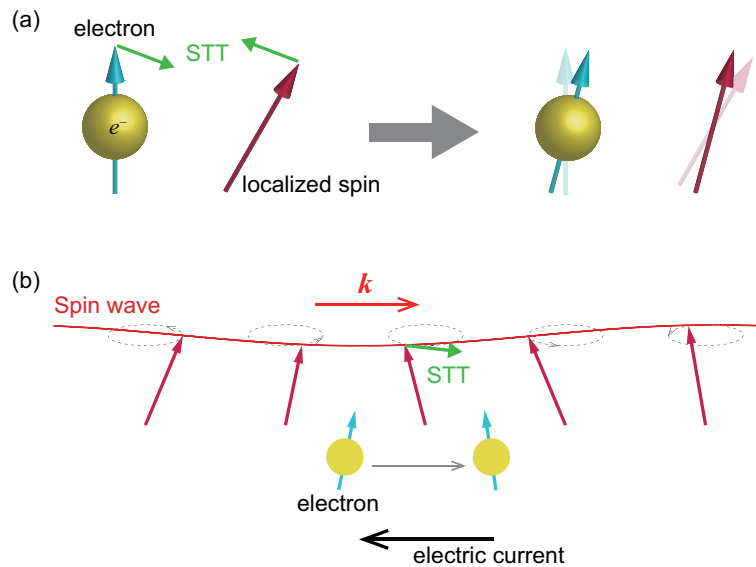


図 1.3: (a) 局在スピンと伝導電子のスピンの間の交換相互作用により、スピンの平行になるようにトルクが働く。これを STT という。(b) スピン波に電流を流すと、スピン波の歳差運動を促進（抑制）する向きに伝導電子から STT が印加される。

これによりスピン波の周波数や振幅が変調される現象をスピン波 Doppler シフトと呼ぶ。STT による現象として、電流による磁壁移動 [28–30] や磁性多層膜における自励発信 [31–34]、スピン波特性の制御 [35–37] などの様々な現象が報告されており、スピン波 Doppler シフトは STT の大きさを評価する方法として注目されている。

スピン波が励起状態にある磁性体に電流を流すと、スピン波の磁化に STT が働く。図 1.3(b) は、スピン波に電流を流した様子を示す。STT はスピン波の磁化の歳差運動を促進、または抑制する方向に働くので、電流を流すとスピン波の周波数が変調される。電流誘起のスピン波周波数変調（スピン波 Doppler シフト）は STT の大きさを定量的に評価する手法として注目されてきた。Vlaminck と Bailleul は図 1.4(a) に示した試料を作製し、金属細線中にスピン波を励起して電流を流した [14]。スピン波の共鳴周波数をベクトルネットワークアナライザを用いて周波数領域で測定した。測定したスペクトルを図 1.4 (b) に示す。彼らは電流の印加によってスピン波の周波数がシフトすることを実証し、STT がスピン波に働くことを示した。

また、Haider らは、試料膜厚を変えてスピン波 Doppler シフトの詳細実験を行

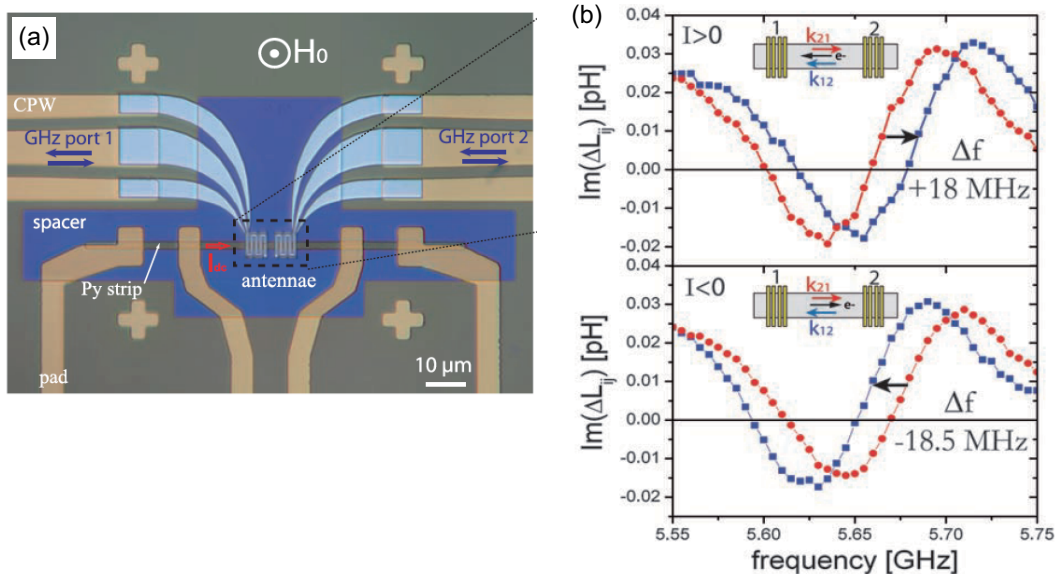


図 1.4: (a) スピン波 Doppler シフトを検出するための試料。Ni と Fe の合金であるパーマロイ (Py) でスピン波伝送路を作製し、アンテナにマイクロ波を入射することによりスピン波を励起した。Py 細線に電流を流し、伝搬したスピン波をアンテナで検出した (V. Vlaminck *et al.* [14])。 (b) 検出されたスピン波のスペクトル信号。 $\Delta L_{ij}$  はアンテナ間の相互インダクタンスの変化を表す。電流を流すとスピン波の共鳴周波数が変化した (V. Vlaminck *et al.* [14])。

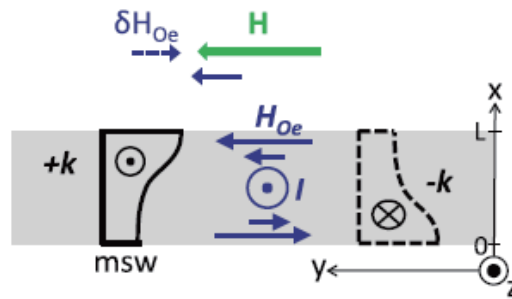


図 1.5: 試料断面の模式図。x 方向は膜厚方向。非相反性により、surface mode スピン波 (msw) は伝搬方向に依存して伝搬領域が試料上面または下面に偏る。試料には外部磁場  $H$  の他に、電流の周りに発生する Oersted 磁場  $H_{Oe}$  が印加される。Oersted 磁場の向きは試料上面では外部磁場と同じであるが、試料下面では外部磁場と逆向きになる。そのため試料の上面と下面で試料に印加される有効磁場は異なり、スピン波の共鳴周波数にも差が生じる (M. Haidar *et al.* [17])。

なったが、膜厚の厚い試料ではスピン波 Doppler シフトの理論に一致しない結果が得られた [17]。これは試料内のスピン波伝搬領域の偏りに起因する。図 1.5 に試料断面の模式図を示す。彼らが実験に用いた surface mode のスピン波は、静磁ポテンシャルが磁化の向きと波数ベクトルの向きの位置関係に依存するため、伝搬領域が試料上面または下面に偏る非相反性と呼ばれる性質を持つ。また、電流の周りに発生する Oersted 磁場が膜厚方向に分布を持つため、内部磁場に分布が生じることが Sekiguchi らに指摘されていた [15]。例えば、図 1.5 のように電流を  $+z$  方向に流す場合、Oersted 磁場の向きは試料上面では外部磁場と同じ向きであるが、試料下面では外部磁場と逆向きになり、有効磁場が試料膜厚方向に分布を持つ。上述した非相反性と膜厚方向の磁場分布により、スピン波共鳴周波数がスピン波の伝搬方向に依存し、さらに、試料条件やスピン波のモードの寄与による付加的な効果が重畳することで、スピン波と電子スピン系の相互作用は複雑になることが判明したことになる。

#### 1.2.4 金属でのマグノン Bose-Einstein 凝縮における課題

金属でのマグノン BEC を調べるためには、課題が二つある。一つ目は金属でスピン波のモードの一つである backward mode の伝搬を検出することである。マグノン BEC を実現するには、マグノンがエネルギー最安定状態に落ち込むために、スピン波の分散関係に図 1.2(a) に示すような極小値があることが重要である。このような分散関係を示すのは、面内に着磁された磁性体を伝搬するスピン波の中では backward



mode というモードのみである（詳細は第2章）。したがって、金属でマグノン BEC が発現するためには、まず金属で backward mode スピン波を励起する必要があるが、これまでに金属では backward mode スピン波の伝搬は観測されていない。

二つ目の課題は、backward mode スピン波と電流の相互作用について調べることである。マグノン BEC を電流をプローブとして調べるためには、backward mode スピン波と電流の相互作用を明らかにしておく必要があるが、金属で backward mode スピン波の伝搬が観測されていないことから、backward mode スピン波と電子スピン系の相互作用も未解明である。

## 1.3 微細構造におけるスピン波制御

### 1.3.1 エレクトロニクス・スピントロニクスの問題点と新しい情報キャリア

#### 現代社会を支えるエレクトロニクスの問題点

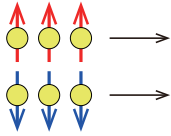
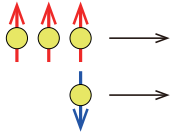
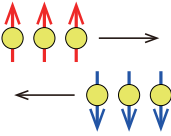

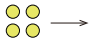

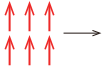
スピン波はデバイス応用の観点からも注目されているため、ここでは視点を変えてスピン波の制御に関する研究について述べる。現代社会は一日にヨタバイトのデータが行きかう情報社会であり、半導体を基礎とした様々な電子デバイスに支えられている。電子デバイスでは、電子が情報キャリアとして用いられ、デバイス中の電子の流れを制御することにより、情報を伝達・演算処理しており、その際に Joule 熱が発生する。例えば、現在普及しているノートパソコンでは最大消費電力が約 100 W であるが、その大部分が Joule 発熱による排熱として環境に捨てられる。電子デバイスでは、Joule 熱の発生によるエネルギーロスや、Joule 熱によってデバイス自体が溶けることが問題となり、電子に代わる新しいキャリアが求められている。

#### キャリアとしてのスピン流

そこで注目されたのがスピンであり、スピントロニクスの分野ではスピン流という新しい概念が誕生した。アップスピンを持つ電子とダウンスピンを持つ電子の流れを別個に考えることで、電子の流れはさらに細かく分類できる。表 1.1 にその分類を示す。アップスピンを持つ電子の流れを  $J_{\uparrow}$ 、ダウンスピンを持つ電子の流れを



表 1.1: 電流・スピン偏極電流・純スピン流の概念図。黄色い丸は電荷、赤矢印はアップスピン、青矢印はダウンスピンを表す。

	電流	スピン偏極電流	純スピン流
			
電荷の流れ			なし
スピンの流れ	なし		

$J_{\uparrow}$  と表すと、電荷の流れ  $J_c$  とスピンの流れ  $J_s$  はそれぞれ

$$J_c = J_{\uparrow} + J_{\downarrow}, \quad (1.1)$$

$$J_s = J_{\uparrow} - J_{\downarrow} \quad (1.2)$$

と表せる。一般に、単に「電流」という場合には、表 1.1 に示すようにアップスピンを持つ電子とダウンスピンを持つ電子が同じ数、同じ方向に流れる場合を示す。電流は電荷の流れのみであり、スピンの流れはアップスピンとダウンスピンが打ち消し合うため消失する。一方、アップスピンを持つ電子とダウンスピンを持つ電子の数が異なる場合には、スピンの流れは完全に打ち消し合わない。例えば表 1.1 では、四個の電荷と二個のアップスピンの電流が流れる。このようにアップスピン電子とダウンスピン電子の数が異なる場合をスピン偏極電流という。また、同じ数のアップスピン電子とダウンスピン電子が逆方向に流れる場合は、電荷の流れは打ち消され、スピンのみの流れとなる。この場合を純スピン流という。

スピン流の基礎物理では、スピン Seebeck 効果やスピン Peltier 効果、スピン Hall 効果などの多彩な物理現象が発見された [38–44]。しかし、情報キャリアの観点において、スピン流は伝搬距離が数百ナノメートルと短く、またスピン流生成のための消費電力が大きいため生成効率が上がらないことにより、スピントロニクスデバイスの開発には解決すべき課題が多く残されている。

## キャリアとしてのスピン波

そこで近年、電荷に代わる新しい情報キャリアとしてスピン波（マグノン）が着目されている [45–48]。スピン波の伝搬ではスピン角運動量のみが伝搬し、電荷の移動がないため Joule 熱が発生しない。また、スピン波の伝搬距離は金属中で約  $10\ \mu\text{m}$ 、絶縁体では約  $10\ \text{mm}$  であり、スピン波は長距離伝搬が可能である。デバイスの省エネルギー化が期待できることから、マグノニクスではデバイス応用に向けた応用研究も盛んに行われている。

### 1.3.2 磁性絶縁体におけるスピン波デバイス

スピン波デバイスに向けた研究は、スピン波伝搬距離の長い YIG を中心に発展してきた。Schneider らはスピン波を用いて信号を伝送して論理演算回路を実現した [46]。図 1.6 に彼らの用いた Mach-Zender 干渉計型の論理演算回路を示す。電気信号を入力し、二つに分けた後、それぞれの電気信号によって YIG 中にスピン波を励起し、伝搬したスピン波を再び電気信号に変換し合成して出力信号とする。YIG の上に電流  $I_1$ 、 $I_2$  を流すことで、YIG に電流の周りに発生する Oersted 磁場を印加する。スピン波の位相は流す電流値に比例してシフトするため [45]、スピン波から変換した電気信号も電流値で制御できる。出力信号は電気信号の合成なので、二つの電気信号が強め合う条件、弱め合う条件を電流値で制御することで、論理演算回

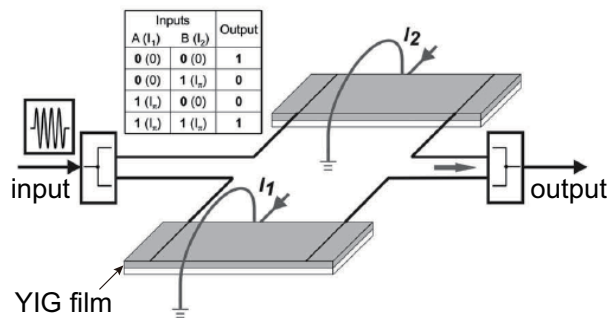


図 1.6: YIG 薄膜を用いた Mach-Zender 干渉計型のスピン波論理演算回路。電気信号を入力し、二つに分けてそれぞれスピン波に変換する。スピン波は YIG 薄膜を伝搬し、再び電気信号に変換されて合成され出力される。YIG 薄膜に、電流  $I_1$ 、 $I_2$  の周りに発生する Oersted 磁場を印加することで、YIG を伝搬するスピン波の位相を制御する。スピン波位相は電流値に依存するので、電流値で出力信号を制御できる (T. Schneider *et al.* [46])。

路が実現することが実証された。しかし、彼らの回路では、スピン波が担うのは信号伝送の役割のみで、演算は電気信号で行なう。スピン波から電気信号へ変換するための構造が必要であり、また、最終的に電気信号を使うので Joule 熱が発生し、スピン波を使う利点を活かしていない。

そこで、信号伝送だけでなく、演算処理もスピン波で行なう機構が研究され、信号伝送・演算処理をすべてスピン波で行うマグノトランジスタが提案されるなど [48]、YIG を中心にスピン波デバイスの研究が発展してきた。スピン波素子をデバイスに実装するという観点では、回路の集積化やデバイスの小型化のために、デバイスを構成する個々の素子サイズは小さいほど良い。しかし、YIG は単結晶であり、ナノ・マイクロメートルサイズへの微細加工には現状では困難を伴う。そこで、スピン波伝送路を微細加工の簡単な金属に置き換えることが提案された。

### 1.3.3 微細化における問題点

デバイス応用への要請から、微細金属でのスピン波研究が進められるようになった [49–77]。しかし、微細化されたスピン波伝送路では、バルクや薄膜では無視できた試料エッジや反磁場の効果を考えなければならず、試料の微細化によって発現する現象を調べる必要がある。

#### 閉じ込め効果と波数の量子化

スピン波の波長と同程度の数マイクロメートルオーダーの試料ではスピン波の閉じ込めと呼ばれる現象が起こる [50–57, 64–66, 68, 72–74]。線幅数マイクロメートルの細線試料や長方形試料に外部磁場を印加すると、試料エッジで大きな反磁場が働く。磁化に働く有効磁場は、外部磁場と反磁場の合成であるが、反磁場に空間分布があるため有効磁場の空間分布が不均一になり、図 1.7 に示すように磁化の方向に分布が生じる。そのため、外部磁場が印加されたとき、試料中心部ではスピン波が伝搬するが、試料エッジでは有効磁場がスピン波の共鳴条件に一致しないのでスピン波は伝搬しない。したがって、スピン波の伝搬領域が試料中央部に局在する。これをスピン波の閉じ込め効果 (spin-wave confinement) と呼ぶ。

閉じ込め領域内でもスピン波は一様には伝搬しない。これは、閉じ込め領域の境界で磁化がピン止めされ、マイクロ細線の線幅方向には閉じ込め領域の境界で固定端となる定在波が発生するためである。定在波の波長は閉じ込め領域の幅  $w_c$  に対

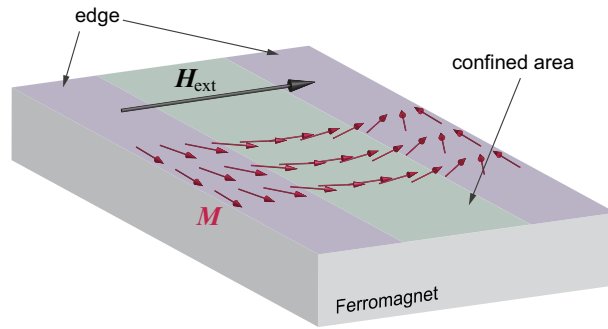


図 1.7: 細線線幅方向に外部磁場  $H_{\text{ext}}$  が印加されたときの磁化  $M$  の配置。試料エッジ近傍（紫色）では反磁場が働くため、磁化の向きは細線と平行になる。一方、試料中心部（緑色）では反磁場は小さいため磁化は外部磁場と平行になる。内部磁場は外部磁場と反磁場の合成なので、試料エッジ近傍と試料中央部では磁化に印加される内部磁場の大きさが異なり、スピン波の共鳴条件が異なる。そのため、紫色で示した領域ではスピン波強度が弱くなり、緑色で示した領域にスピン波が局在する。

して、整数  $n$  を用いて、 $w_c/n$  と表せるので、 $n$  に対応する複数のモードが発生する [51, 53–55, 64, 66, 68, 73, 74]。線幅方向に発生するモードの波長は  $n$  で定義されることから、その逆数である波数も整数  $n$  に対応して離散化するため、線幅方向のモードの励起は、波数の量子化（transverse quantization）と呼ばれる。

### 量子化モードの相互干渉

波数の量子化は細線中のスピン波伝搬に影響を与える。Demidov らは線幅  $5.1 \mu\text{m}$  の金属細線にスピン波を励起し、細線中を伝搬するスピン波の強度を測定した [64, 68]。測定結果を図 1.8(a) に示す。閉じ込め効果により、アンテナで励起されたスピン波は幅  $w_{\text{eff}}$  に局在したが、伝搬するにつれて局在化がさらに強められ、凸レンズを透過した平行光線のように焦点を結ぶ様子が観測された。閉じ込め効果によりスピン波の共鳴条件を満たすのは幅  $w_{\text{eff}}$  内を伝搬するスピン波のみである。閉じ込め領域では線幅方向の波数の量子化により閉じ込め領域の両端で固定端となる量子化モードが発生する。各量子化モードは指数  $n$  に応じて異なる波長をもつため、量子化モードの重ね合わせによって周期的にスピン波の伝搬領域の集束と拡散が繰り返される。量子化モードの重ね合わせはモード間干渉と呼ばれ、図 1.8(a) のような集束現象はスピン波の自己集束（self-focusing）と呼ばれる。

また、Pirro らは線幅  $4.1 \mu\text{m}$  の金属細線で干渉したスピン波の強度の空間分布を測定した [73]。図 1.8(b) の上段は実験で測定したスピン波の強度分布を示し、これを再現する計算結果を図 1.8(b) の中・下段に示す。スピン波の量子化モードの寄与

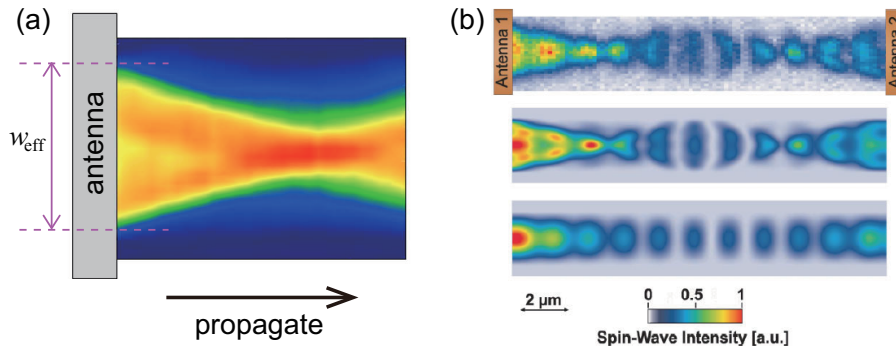


図 1.8: (a) 線幅  $5.1 \mu\text{m}$  の金属細線を伝搬するスピンの強度の空間分布。赤い領域はスピン波強度が大きいことを示す。閉じ込め効果でアンテナで励起されたスピンの伝搬領域は幅  $w_{\text{eff}}$  の領域に局在しているが、スピン波が伝搬するに伴い、スピンの伝搬領域がさらに細線中心部に局在化し、集束した後再度拡散した。これは閉じ込め効果によって励起したスピンの量子化モードが干渉したため、この現象をスピンの自己集束という (V. E. Demidov *et al.* [64])。 (b)(上) 左右のアンテナからスピン波を励起したときの干渉パターンの測定結果と、(中)  $n = 1, 3, 5, 7$  の寄与を入れて計算した結果、(下)  $n = 1$  の寄与のみを入れて計算した結果である。実験結果は  $n \leq 7$  までの寄与を含めた計算で再現されており、 $n \leq 7$  までの量子化モードの寄与があることがわかった (P. Pirro *et al.* [73])。

を  $n = 7$  まで含めた計算は、 $n = 1$  のみを考慮した計算よりも忠実に実験結果を再現できることがわかり、量子化モードの存在の重要性が示された。

また、微細化した試料では、薄膜やバルク試料に比べて体積磁化が小さくなるため、スピンの信号強度は小さくなる。デバイス化に向けて十分な信号雑音比 (SN 比) を確保することが難しくなるので、SN 比を良くするために、量子化モードの励起やモード間干渉について理解し、複雑なスピンの伝搬を制御することが重要である。

## 1.4 本研究の課題と目的

ここまでのスピンの基礎物理とデバイス応用への両面から、スピン波研究の最近の課題を述べた。基礎物理の観点では、マグノンの量子凝縮状態の物性を電流をプローブとして解明するために、金属で backward mode スピンの伝搬を観測することが課題である。デバイス応用の観点では、省エネルギーなスピン波デバイス開発のために、電気信号に変換せずスピン波のみで演算をすることと、素子の小型化のために、試料の微細化に伴う閉じ込め効果やスピンの量子化モードによるスピ

ン波伝搬の複雑化を考慮することが課題であった。そこで、これらの課題を解決するために、本研究の目的を

- 金属で backward mode スピン波の伝搬を観測し、伝搬特性を調べる
- Backward mode スピン波と電子スピン系の相互作用を調べる
- 金属中で、スピン波による論理演算機構を構築する
- 金属薄膜とマイクロ細線でスピン波による信号処理を比較し、スピン波論理演算機能に対する閉じ込め効果の影響を調べる

とした。

本論文の構成は以下の通りである。第2章では、本章で割愛したスピン波物理で使われる基礎理論を定式化し、本研究で用いた電気測定および Brillouin light scattering 分光測定の原理を説明する。第3章で、金属での backward mode スピン波の伝搬実験と、backward mode スピン波のスピン波 Doppler 実験について述べ、第4章では、金属薄膜・マイクロ細線でのスピン波干渉実験について述べる。第5章で本論文を総括する。

## 第2章 スピン波ダイナミクスと その測定原理

スピン波は飽和磁化などの材料固有の値と磁場の大きさに依存した分散関係から、励起される周波数が決定する。スピン波の分散関係は、本研究の実験結果の理解に必要なので、本章でその導出について述べる。また、磁化の運動方程式に第1章2節で述べたスピントランスファートルクを考慮することで、電流によるスピン波の周波数変調を導く。さらに、本研究で用いた測定方法の原理について述べる。

### 2.1 スピン波の分散関係

#### 2.1.1 Maxwell 方程式の準静磁近似

電磁場を記述する Maxwell 方程式は cgs ガウス単位系では、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

と表される。ここで、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{j}$ 、 $\rho$ 、 $c$  はそれぞれ電場、磁場、電束密度、磁束密度、電流密度、電荷密度、光速である。 $\mathbf{E}$  は複素数表示で  $\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{E}} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)}$  と書ける。ここで  $\tilde{\mathbf{E}}$  は振幅、 $\mathbf{k}$  は波数、 $\omega$  は角周波数を意味する。 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$  についても同様に

複素数表示する。時間・空間について微分すると、式(2.1)~(2.4)式は

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}, \quad (2.5)$$

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\frac{i\omega}{c} \mathbf{D} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (2.6)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad (2.7)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.8)$$

と書き直せる。磁場、電場、磁化をそれぞれ時間に依存する項と依存しない項の和として

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t), \quad (2.9)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{e}(t), \quad (2.10)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t) \quad (2.11)$$

として表せる。 $\mathbf{j} = 0$  のとき、 $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$  ( $\varepsilon$  は複素誘電率)、 $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}$  を考慮して、波の伝搬に寄与する動的成分について式(2.5)、(2.6)を書き直すと

$$\mathbf{k} \times \mathbf{h} = -\frac{\omega\varepsilon}{c} \mathbf{e}, \quad (2.12)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{e} = \frac{\omega}{c} (\mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}) \quad (2.13)$$

と表せる。

式(2.12)、(2.13)の両辺の左から $\mathbf{k}$ をかけて外積をとり、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{b} = 0$ 、 $\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}$ を考慮して整理すると

$$\mathbf{h} = \frac{4\pi \{k_0^2 \mathbf{m} + \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{m})\}}{k^2 - k_0^2}, \quad (2.14)$$

$$\mathbf{e} = -\frac{\frac{4\pi\omega}{c} \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{k^2 - k_0^2} \quad (2.15)$$

と表せる。ここで $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon / c^2$ とおいた。 $\nabla \times \mathbf{h} = i\mathbf{k} \times \mathbf{h}$ に式(2.12)、(2.15)を代入すると

$$\nabla \times \mathbf{h} = i \frac{4\pi k_0^2 \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{k^2 - k_0^2} \quad (2.16)$$



と書ける。  $k_0 \ll k$  のとき

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0 \quad (2.17)$$

である。磁束密度と電場の時間依存成分については、式 (2.1)、(2.4) より

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (2.18)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = i \frac{\omega}{c} \mathbf{b} \quad (2.19)$$

と書ける。式 (2.17)~(2.19) を Maxwell 方程式の準静磁近似という。

## 2.1.2 Walker 方程式

磁化緩和を無視したときの磁化の運動方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} &= \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} \\ &= \gamma (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}(t) + \mathbf{m}(t) \times \mathbf{H} + \mathbf{m}(t) \times \mathbf{h}(t)) \end{aligned} \quad (2.20)$$

と書ける。  $\mathbf{M}_0$  と  $\mathbf{H}_0$  は平行なので  $\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 = 0$  である。また歳差運動角が小さく、  $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|$ 、  $|\mathbf{h}| \ll |\mathbf{H}_0|$  の場合、  $\mathbf{m} \times \mathbf{h}$  は他の項に比べて十分小さいので無視する。磁場印加方向を  $z$  方向とすると

$$-i\omega \mathbf{m} = \gamma \hat{z} \times (M_s \mathbf{h} - H_0 \mathbf{m}) \quad (2.21)$$

と書ける。ここで  $\hat{z}$  は  $z$  軸方向の単位ベクトルを意味し、また、歳差運動角が小さいため  $M_z \approx M_s$  とした。磁化  $\mathbf{m}$  と磁場  $\mathbf{h}$  の間には、磁化率テンソル  $\bar{\chi}$  を用いて

$$\mathbf{m} = \bar{\chi} \mathbf{h} \quad (2.22)$$

の関係が成り立つので、式 (2.21) から磁化率テンソルは

$$\bar{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & -ik & 0 \\ ik & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

と書ける。ここで  $\chi$  と  $\kappa$  は  $\omega_M = \gamma M_s$ 、 $\omega_0 = \gamma H_0$  を用いて

$$\chi = \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.24)$$

とおいた。

一方、磁束密度  $\mathbf{b}$  と磁場  $\mathbf{h}$  の間には、透磁率テンソル  $\bar{\mu}$  を用いて

$$\mathbf{b} = \bar{\mu} \mathbf{h} \quad (2.25)$$

の関係が成り立つ。 $\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}$  に式 (2.22)、(2.25) を代入することで次式が導かれる。

$$\bar{\mu} = \bar{I} + 4\pi \bar{\mu}. \quad (2.26)$$

$\bar{I}$  は単位行列を表す。式 (2.23) より透磁率テンソルは

$$\bar{\mu} = \begin{pmatrix} 1 + 4\pi\chi & -i4\pi\kappa & 0 \\ i4\pi\kappa & 1 + 4\pi\chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

となる。ここで、次式を満たすスカラーポテンシャルを導入する。

$$\mathbf{h} = -\nabla\psi. \quad (2.28)$$

式 (2.18) に式 (2.25)、(2.28) を代入し、整理すると

$$(1 + 4\pi\chi) \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.29)$$

が得られ、この式を Walker 方程式という [78, 79]。  $\psi \propto e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  を仮定すると

$$(1 + 4\pi\chi) (k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0 \quad (2.30)$$

と書ける。 $z$  軸と波数ベクトル  $\mathbf{k}$  のなす角を  $\phi$  とすると (図 2.1 参照)  $k_x^2 + k_y^2 = k^2 \sin^2 \phi$ 、 $k_z^2 = k^2 \cos^2 \phi$  なので、式 (2.30) に代入して整理すると

$$1 + 4\pi\chi \sin^2 \phi = 0 \quad (2.31)$$

が得られる。式 (2.24)、(2.31) からスピン波の分散関係

$$\omega = \gamma \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M_s \sin^2 \phi)} \quad (2.32)$$

が導かれる。

### 2.1.3 スピン波の分散関係

式 (2.32) はスピン波の分散関係を示すが、実験から得られるスピン波の共鳴周波数と一致しない。式 (2.32) は以下の二点が不自然である。

- スピン波の周波数が波数  $k$  に依らない
- $k \rightarrow 0$  の極限でスピン波周波数は  $\phi$  に依存せず、強磁性共鳴の周波数と同じになると予想されるが、式 (2.32) から得られるスピン波周波数は  $\phi$  に依存する

これはスピン間に働く交換磁場や双極子磁場を考慮していないためである。スピンに働く有効磁場  $H_{\text{eff}}$  は

$$H_{\text{eff}} = H_0 + \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 \mathbf{M} + \nabla \int \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \quad (2.33)$$

と書ける [80]。第二項は交換磁場を表し、 $A$  は交換定数である。第三項は双極子磁場を表す。

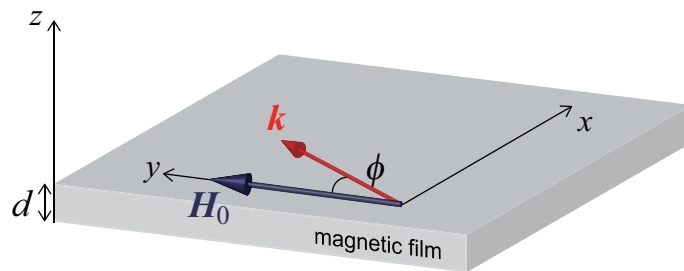


図 2.1: 磁場  $H_0$  が印加された膜厚  $d$  の磁性薄膜に、波数ベクトル  $k$  のスピン波を励起する。磁場  $H_0$  と波数ベクトル  $k$  のなす角を  $\phi$  とする。

図 2.1 は面内  $y$  方向に着磁した  $xy$  平面に無限に広い膜厚  $d$  の磁性薄膜を示す。式 (2.33) を用いるとスピン波の分散関係は

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left(H_0 + \frac{2A}{M_s} k^2\right) \left(H_0 + \frac{2A}{M_s} k^2 + 4\pi M_s F(k)\right)} \quad (2.34)$$

と表せる [81,82]。ここで、交換定数  $A$  を含む  $(2A/M_s)k^2$  の項は交換相互作用の寄与を表す。磁性薄膜表面でのスピンのピン止めがなく、一様にスピン波が励起される場合、 $F(k)$  は

$$F(k) = 1 - P(k) \cos^2 \phi + 4\pi M_s \frac{P(k)(1 - P(k))}{H_0 + \frac{2A}{M_s} k^2} \sin^2 \phi, \quad (2.35)$$

$$P(k) = 1 - \frac{1 - \exp(-kd)}{kd} \quad (2.36)$$

と表せる。 $\phi$  は  $\mathbf{H}$  と  $\mathbf{k}$  のなす角である。図 2.2 は式 (2.34) から計算したスピン波の共鳴周波数を示す。ここで各パラメータは、 $M_s = 860 \text{ emu/cm}^3$ 、 $\gamma = 17.6 \text{ MHz/Oe}$ 、

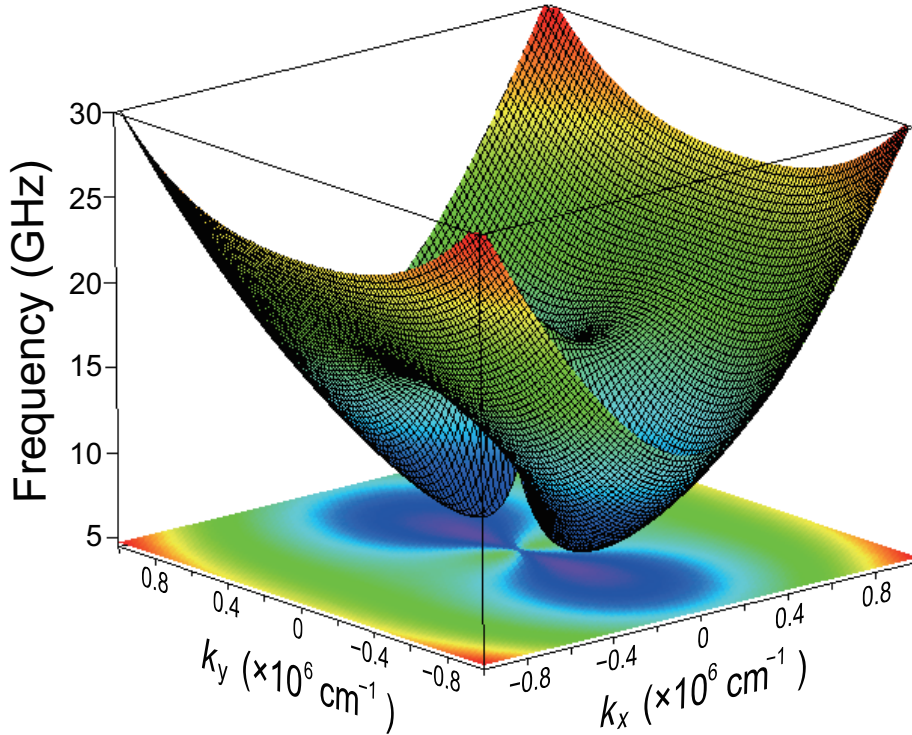


図 2.2:  $H_0 = 1.0 \text{ kOe}$ ,  $d = 190 \text{ nm}$  のときの面内の全波数方向に対するスピン波の共鳴周波数。

$A = 1.6 \times 10^{-6}$  erg/cm とした [83]。このように、双極子相互作用と交換相互作用が両方作用するスピン波のモードは dipole-exchange mode と呼ばれる。

一方、スピン波の波数  $k$  が十分小さく、 $H_0 \gg 2Ak^2/M_s$  の範囲では交換相互作用の寄与を無視できる。このような範囲では双極子相互作用が支配的に働き、この範囲のスピン波は静磁モード (magnetostatic mode) と呼ばれる。特に、磁場と波数ベクトルが試料面内で直交するモード ( $\phi = \pm\pi/2$ ) を surface mode、磁場と波数ベクトルが平行なモード ( $\phi = 0, \pi$ ) を backward mode という。それぞれの分散関係は以下のように表せる。

Surface mode:

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left(H_0 + \frac{4\pi M_s}{2}\right)^2 - \left(\frac{4\pi M_s}{2}\right)^2 \exp(-2kd)}. \quad (2.37)$$

Backward mode:

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_0 \left(H_0 + 4\pi M_s \frac{1 - \exp(-kd)}{kd}\right)}. \quad (2.38)$$

## 2.2 マグノンの定式化

スピン波は、準粒子マグノンとしても記述できる。ここでは Holstein と Primakoff らの手法でマグノンを導出する [3, 79, 84]。

$j$  番目のサイトのスピン  $S_j$  に対し、演算子  $S_j^+$ 、 $S_j^-$  を次式で定義し、これらの演算子の固有値を求める。ただし、 $S_j^x$ 、 $S_j^y$ 、 $S_j^z$  は無次元化したスピン角運動量の各成分を表す。

$$S_j^+ = S_j^x + iS_j^y, \quad (2.39)$$

$$S_j^- = S_j^x - iS_j^y. \quad (2.40)$$

ここで、状態  $|s_j\rangle$  を考える。z 方向のスピン  $S_j^z$  に対しては固有値  $s_j^z$  を持つので、

$$S_j^z |s_j^z\rangle = s_j^z |s_j^z\rangle, \quad (2.41)$$

$$S_j^2 |s_j\rangle = s(s+1) |s_j\rangle, \quad (2.42)$$

$$S_j^\pm |s_j^z\rangle = \sqrt{s_j(s_j+1) - s_j^z(s_j^z \pm 1)} |s_j^z \pm 1\rangle \quad (2.43)$$

と書ける（複号同順）。

ここで、数状態  $|n_j\rangle$  を導入する。 $n_j$  は反転しているスピンの数で、

$$s_j^z = s - n_j \quad (n_j = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.44)$$

と書ける。また、さらに次式の定義を満たす生成消滅演算子  $a_j^\dagger$ 、 $a_j$  を導入する。

$$a_j^\dagger |n_j\rangle = \sqrt{n_j+1} |n_j+1\rangle, \quad (2.45)$$

$$a_j |n_j\rangle = \sqrt{n_j} |n_j-1\rangle, \quad (2.46)$$

$$[a_j, a_j^\dagger] = 1, \quad (2.47)$$

$$a_j^\dagger a_j |n_j\rangle = n_j |n_j\rangle. \quad (2.48)$$

生成消滅演算子は、 $n_j$  を 1 増やす、または 1 減らす演算子である。先ほどのスピンに関する演算子  $S_j^+$ 、 $S_j^-$  を状態  $|n_j\rangle$  に作用させると、

$$\begin{aligned} S_j^+ |n_j\rangle &= \sqrt{s(s+1) - (s-n_j)(s-n_j+1)} |n_j-1\rangle \\ &= \sqrt{2s} \sqrt{1 - \frac{n_j-1}{2s}} \sqrt{n_j} |n_j-1\rangle \end{aligned} \quad (2.49)$$

となる。ただし、式 (2.44) より、 $|s_j^z\rangle$  が  $|s_j^z+1\rangle$  になることは  $|n_j\rangle$  が  $|n_j-1\rangle$  になることと同義である。式 (2.49) より

$$S_j^+ = \sqrt{2s} \sqrt{1 - \frac{a_j^\dagger a_j}{2s}} a_j \quad (2.50)$$

と書ける。 $S_j^-$ についても同様にして

$$S_j^- = \sqrt{2s} a_j^\dagger \sqrt{1 - \frac{a_j^\dagger a_j}{2s}} \quad (2.51)$$

が導かれる。式 (2.50)、(2.51) から、スピンの演算子が粒子の数の演算子に変換できることが分かった。この粒子がマグノンに相当する。また、式 (2.50)、(2.51) で表される演算子の変換は Holstein-Primakoff 変換と呼ばれる。

## 2.3 磁化の運動方程式

### 2.3.1 スピントランスファートルク

伝導電子が磁化の向きが空間的に変化する系を伝搬すると、磁化を担う局在スピ  
ンと伝導電子のスピンの間に交換相互作用が働き、それぞれのスピンの向きを揃え  
る方向にトルクが働く。このトルクをスピントランスファートルク (STT) という。  
ここでは、STT の定式化を行ない、STT の働く系での磁化の運動方程式を導入する。

本研究では、磁性体として Fe と Ni の合金を用いるため、局在電子として 3d 電  
子、伝導電子として 4s 電子を仮定すると、これらの間には s-d 相互作用が働く。s-d  
相互作用のハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{sd} = -J_{ex} \mathbf{s} \cdot \mathbf{S} \quad (2.52)$$

と書ける [26]。ここで、 $\mathbf{s}$  と  $\mathbf{S}$  はそれぞれ伝導電子と局在電子の無次元化したスピ  
ン、 $J_{ex}$  は交換積分を表す。磁化  $\mathbf{M}$  とスピン  $\mathbf{S}$  の間には  $\mathbf{S}/S = -\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)/M_s$  の関係  
があるので、

$$\mathcal{H}_{sd} = \frac{S J_{ex}}{M_s} \mathbf{s} \cdot \mathbf{M} \quad (2.53)$$

と書ける。ここで、 $S$  は  $\mathbf{S}$  の大きさ、 $M_s$  は飽和磁化を表す。

伝導電子のスピンの s-d 相互作用を受けながら、不純物等に散乱されて緩和する  
ことを表す連続の式は

$$\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} + \nabla \cdot \hat{\mathbf{J}}_s = -i[\mathbf{s}, \mathcal{H}_{sd}] - \mathbf{\Gamma}(\mathbf{s}) \quad (2.54)$$

と書ける。ここで、 $\hat{\mathbf{J}}_s$  はスピン流テンソル、 $\mathbf{\Gamma}(\mathbf{s})$  は緩和を表すベクトルである。伝  
導電子スピンの体積密度を  $\mathbf{m} = \langle \mathbf{s} \rangle$ 、スピン流密度を  $\mathbf{J}_s = \langle \hat{\mathbf{J}}_s \rangle$  とおき、式 (2.54) の期

待値を計算すると、

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_s = -\frac{1}{\tau_{\text{ex}} M_s} \mathbf{m} \times \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) - \langle \mathbf{\Gamma}(\mathbf{s}) \rangle \quad (2.55)$$

と表せる。 $\tau_{\text{ex}} = 1/S J_{\text{ex}}$ とした。伝導電子スピンの体積密度  $\mathbf{m}$  とスピン流密度  $\mathbf{J}_s$  は、それぞれ平衡成分と非平衡成分の和として

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}_0(\mathbf{r}, t) + \delta \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad (2.56)$$

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}_0(\mathbf{r}, t) + \delta \mathbf{J}_s(\mathbf{r}, t) \quad (2.57)$$

と表せる。スピンの体積密度の平衡成分  $\mathbf{m}_0$  は磁化  $\mathbf{M}$  と平行なので、 $n_0$  を局在電子のスピンと平行なスピンを持つ伝導電子の密度として、 $\mathbf{m}_0 = n_0 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) / M_s$  と表せる。一方、スピン流密度の平衡成分は  $\mathbf{J}_0(\mathbf{r}, t) = -\mu_B P \mathbf{j} / e \otimes \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) / M_s$  と表せる。ここで、 $\mu_B$  は Bohr 磁子、 $e$  は素電荷、 $\mathbf{j}$  は電流密度、 $\otimes$  はテンソル積を表す。 $P$  はスピン偏極率で、Fermi 面でのアップスピンの状態密度  $D_\uparrow$  とダウンスピンの状態密度  $D_\downarrow$  を用いて

$$P = \frac{D_\uparrow - D_\downarrow}{D_\uparrow + D_\downarrow} \quad (2.58)$$

と定義される。緩和項の期待値を、緩和時間  $\tau_{\text{sr}}$  を用いて、 $\langle \mathbf{\Gamma}(\mathbf{s}) \rangle = \delta \mathbf{m} / \tau_{\text{sr}}$  とおく。また、スピン流密度の非平衡成分はスピン密度の非平衡成分から生じるので、拡散定数  $D_0$  を用いて  $\delta \mathbf{J}_s = -D_0 \nabla \delta \mathbf{m}$  と表す。式 (2.55) に各式を代入し、 $\delta \mathbf{m}$  について解くと

$$\delta \mathbf{m} = \frac{\tau_{\text{ex}}}{1 + \beta^2} \left\{ -\frac{\beta n_0}{M_s} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} - \frac{n_0}{M_s^2} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \beta \frac{\mu_B P}{e M_s} (\mathbf{j} \cdot \nabla) \mathbf{M} + \frac{\mu_B P}{e M_s^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{j} \cdot \nabla) \mathbf{M} \right\} \quad (2.59)$$

と書ける。ここで  $\beta = \tau_{\text{ex}} / \tau_{\text{sr}}$  とした。式 (2.53) より、磁化に働くトルクは

$$\mathbf{T} = -\frac{1}{\tau_{\text{ex}} M_s} \mathbf{M} \times \mathbf{m} = -\frac{1}{\tau_{\text{ex}} M_s} \mathbf{M} \times \delta \mathbf{m} \quad (2.60)$$

と書けるので、式 (2.59) を代入して整理すると

$$\mathbf{T} = \frac{1}{1 + \beta^2} \left\{ -\frac{n_0}{M_s} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \frac{\beta n_0}{M_s^2} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M} - \beta \mathbf{M} \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M} \right\}, \quad (2.61)$$



$$\mathbf{u} = \frac{\mu_B P}{e M_s} \mathbf{j} \quad (2.62)$$

と書ける。式 (2.61) の第一項と第二項は磁気回転比と Gilbert damping 定数に変調をもたらすが、実際の強磁性体ではその変調量は 0.01% 程度なので無視できる。第三項、第四項は STT と呼ばれ、STT の働く向きは電流を流す方向と磁化構造に依存する。

### 2.3.2 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式

磁化の運動方程式は現象論的に Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程式で記述される。STT が働く系では、磁化の運動は LLG 方程式に式 (2.61) を加えた拡張 LLG 方程式で記述される。スピン波が  $x$  方向に伝搬し、電流を  $x$  方向に流す場合の拡張 LLG 方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \alpha \frac{\mathbf{M}}{M_s} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + u \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} - \beta u \left( \frac{\mathbf{M}}{M_s} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right) \quad (2.63)$$

で表される。 $\gamma$  は磁気回転比、 $\alpha$  は Gilbert damping 定数である。式 (2.63) の右辺は磁化に印加されるトルクを記述しており、図 2.3 に各項のトルクの向きを示した。

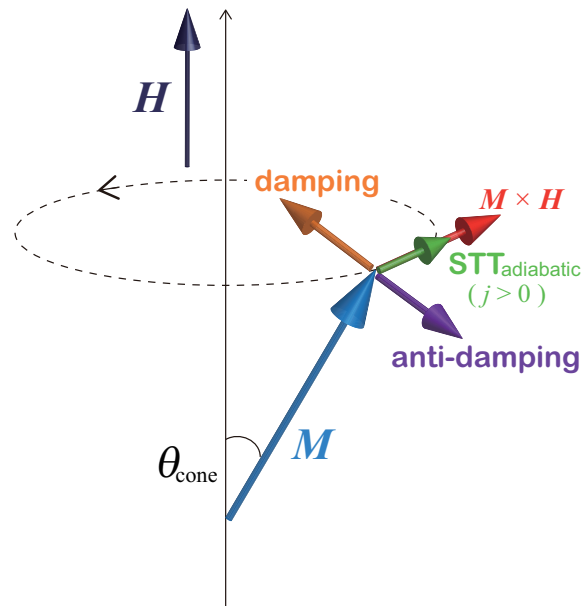


図 2.3: 電流をスピン波の伝搬方向と平行に流した場合の、磁化に働く各トルクの向き。断熱 STT は歳差運動の回転方向に、非断熱 STT は磁化の緩和方向に働く。

第一項は有効磁場を軸とした磁化の歳差運動、第二項は磁化の有効磁場の向きへの緩和で  $\alpha$  は緩和の大きさを表す。第三項・第四項は STT である。第三項は断熱項と呼ばれ、磁化の歳差運動の回転方向（図 2.3 の STT の向き、またはその逆）に働き、回転速度を促進（または抑制）するため、スピン波の周波数が高周波側へ（低周波側へ）変調される。第四項は非断熱項と呼ばれ、磁化の緩和方向（図 2.3 の damping または anti-damping の方向）に働き、歳差運動角  $\theta_{\text{cone}}$  が変化するため、スピン波の振幅が変化する。

### 2.3.3 スピントランスファートルクによる周波数シフト

STT が働く系でのスピン波の分散関係について考える。外部磁場の印加方向を  $x$  方向として、 $x$  方向に伝搬する backward mode スピン波について考える。電流を流す方向も  $x$  方向とする。磁化と磁場を時間に依存する項と依存しない項に分けて

$$\mathbf{M} = M_s \hat{\mathbf{x}} + \mathbf{m} e^{i(kx - \omega t)}, \quad (2.64)$$

$$\mathbf{H} = H_0 \hat{\mathbf{x}} + \mathbf{h} e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.65)$$

と表せる。ここで歳差運動角が小さいと仮定し、 $M_x \approx M_s$  とした。また、 $\hat{\mathbf{x}}$  は  $x$  方向の単位ベクトルとする。式 (2.63)、(2.64)、(2.65) より磁化の運動方程式は

$$-i(\omega + uk)\mathbf{m} = \gamma M_s \hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{h} - \gamma(H_0 + i\omega\alpha + i\beta uk)\hat{\mathbf{x}} \times \mathbf{m} \quad (2.66)$$

と表せる。式 (2.66) は式 (2.21) の  $\omega$  を  $\omega + uk$ 、 $H_0$  を  $H_0 + i\omega\alpha + i\beta uk$  に置き換えて考えればよいので、STT の働く系ではスピン波の共鳴周波数は  $uk/2\pi$  だけシフトする。したがって STT による周波数シフト  $\Delta f_{\text{STT}}$  は

$$\Delta f_{\text{STT}} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\mu_B P}{e M_s} \mathbf{j} \cdot \mathbf{k} \quad (2.67)$$

と表せる。

## 2.4 電気測定

スピン波を電氣的に検出する方法について説明する。図 2.4 は電氣的検出の概念図を示す。電氣的にスピン波を検出するために、磁性体上にスピン波を検出するためのアンテナを設置する。磁性体内の磁束密度  $\mathbf{B}$  は、有効磁場  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  と磁化  $\mathbf{M}$  を用いて

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}_{\text{eff}} + 4\pi\mathbf{M} \quad (2.68)$$

と表せる。図 2.4 に示した検出アンテナ直下の磁性体断面  $S$  を貫く磁束  $\Phi$  は、断面  $S$  の法線ベクトル  $\mathbf{n}$  を用いて

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.69)$$

と表せる。ここで、検出アンテナの直下にスピン波が伝搬してくると、磁化  $\mathbf{M}$  は式 (2.63) に従って時間変化する。すると、Faraday の電磁誘導の法則から、検出アンテナには誘導起電力

$$V_{\text{induce}} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (2.70)$$

が発生する。電気測定では、この誘導起電力をオシロスコープやベクトルネットワークアナライザで検出して、スピン波の実時間波形や周波数スペクトルを観測する。

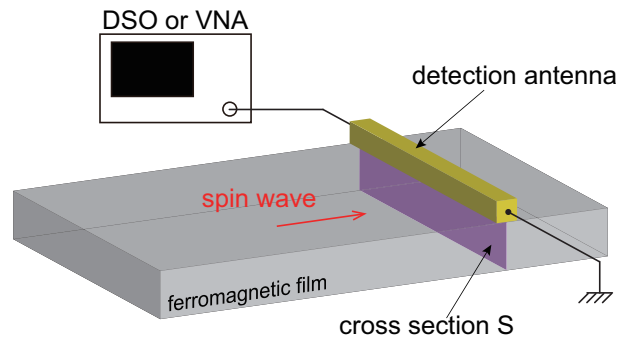


図 2.4: 電気測定概念図。スピン波が検出アンテナの下を通過すると、検出アンテナ直下の磁性体断面  $S$  を貫く磁束  $\Phi$  が変化するため、検出アンテナに誘導起電力が発生する。その起電力をオシロスコープ (DSO) またはベクトルネットワークアナライザ (VNA) で検出し、スピン波の信号を測定する。

## 2.5 Micro-focused Brillouin light scattering 分光測定

### 2.5.1 Brillouin 散乱

固体に入射した光子は固体中のマグノンやフォノンと相互作用し、散乱される。散乱前後で光子の周波数が変化しない散乱過程を弾性散乱 (Rayleigh 散乱)、光子の周波数と波数が変化する散乱過程を非弾性散乱という。非弾性散乱は、相互作用するフォノン等が光学モードの場合には Raman 散乱、音響モードの場合には Brillouin 散乱に分類される [85–89]。Raman 散乱は、光の電場によって原子が分極し、その分極と光の電場の相互作用により起こり、Brillouin 散乱は、光の磁場とスピンの相互作用、およびスピン軌道相互作用を介した光の電場とスピンの相互作用によって起こる。

図 2.5 に Brillouin 散乱の散乱過程のダイアグラムを示す。散乱過程には、光子がマグノンを生成する Stokes 過程と、光子によってマグノンが消滅する anti-Stokes 過程の二種類がある。Stokes 過程では、角周波数  $\omega_i$ 、波数ベクトル  $\mathbf{k}_i$  を持つ入射光子が角周波数  $\omega$ 、波数ベクトル  $\mathbf{k}$  を持つマグノンと衝突し、散乱される。散乱された光子の角周波数  $\omega_s$  と波数ベクトル  $\mathbf{k}_s$  はそれぞれ、 $\omega_s = \omega_i - \omega$ 、 $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}$  となる。一方、anti-Stokes 過程では散乱された光子の角周波数  $\omega_s$  と

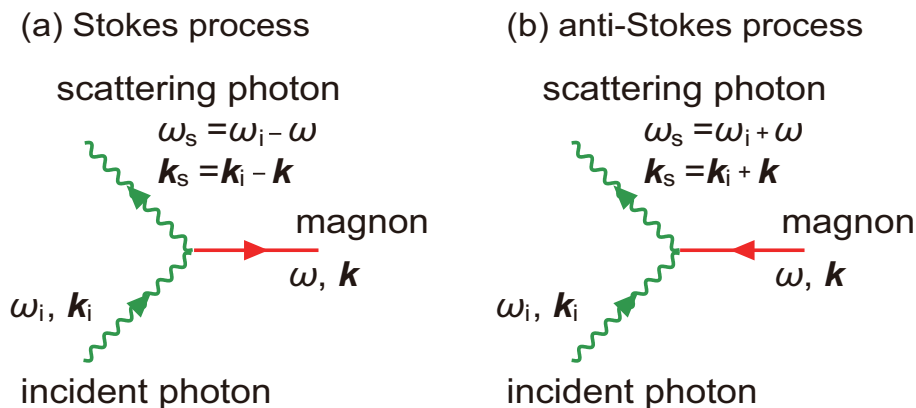


図 2.5: 光の非弾性散乱過程のダイアグラム。(a) Stokes 過程のダイアグラム。入射光子 (角周波数  $\omega_i$ 、波数ベクトル  $\mathbf{k}_i$ ) がマグノン (角周波数  $\omega$ 、波数ベクトル  $\mathbf{k}$ ) を生成し、散乱された光子の角周波数と波数ベクトルは  $\omega_s = \omega_i - \omega$ 、 $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}$  となる。(b) Anti-Stokes 過程のダイアグラム。入射光子がマグノンを吸収し、散乱された光子の角周波数と波数ベクトルは  $\omega_s = \omega_i + \omega$ 、 $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}$  となる。

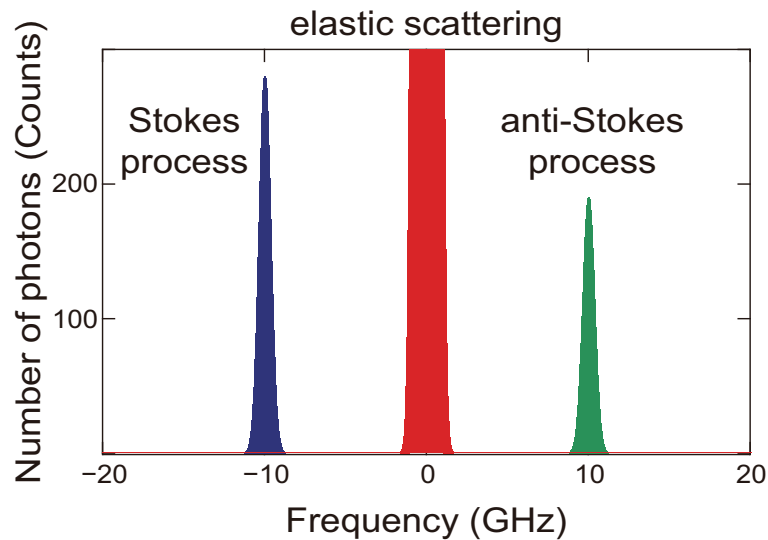


図 2.6: Brillouin 散乱によって散乱されたフォトンの周波数スペクトルの模式図。大多数のフォトン はマグノンと相互作用せずに弾性散乱を受けるため、周波数  $f = 0$  GHz に巨大なピークが現れる。その左右に Stokes 過程、anti-Stokes 過程によるピークがそれぞれ現れる。

波数ベクトル  $\mathbf{k}_s$  はそれぞれ、 $\omega_s = \omega_i + \omega$ 、 $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}$  となる。

フォトンの周波数が数百 THz であるのに対し、マグノンの周波数は高々数十 GHz で、入射フォトンの周波数に比べると 5 桁小さい。入射フォトンの大多数はマグノンと相互作用せずに、弾性散乱を受ける。弾性散乱されたフォトンは周波数が変化しないため、周波数スペクトルを測定すると図 2.6 のように、中央に弾性散乱の巨大なピークが現れ、その左右に Stokes 過程、anti-Stokes 過程のピークが現れる。

## 2.5.2 Micro-focused Brillouin light scattering 分光測定

Brillouin 散乱されたフォトンのスペクトルはフォトンと相互作用したマグノンの個数を反映するので、図 2.6 のスペクトルからマグノン強度を測ることができる。この測定手法を Brillouin light scattering (BLS) 分光法という。特に、開口数の大きなレンズで入射光を集光し、マイクロメートルオーダーに微細加工した試料について測定する手法を micro-focused BLS 分光法という。

Micro-focused BLS 分光装置の概念図を図 2.7(a) に、外観を図 2.7(b) に示す。レーザー光を偏光子を介して直線偏光にした後、試料表面に照射する。本研究では波長 532 nm のレーザーを用いた。図 2.7(c) に示すように、試料は高精度ステージ上に設

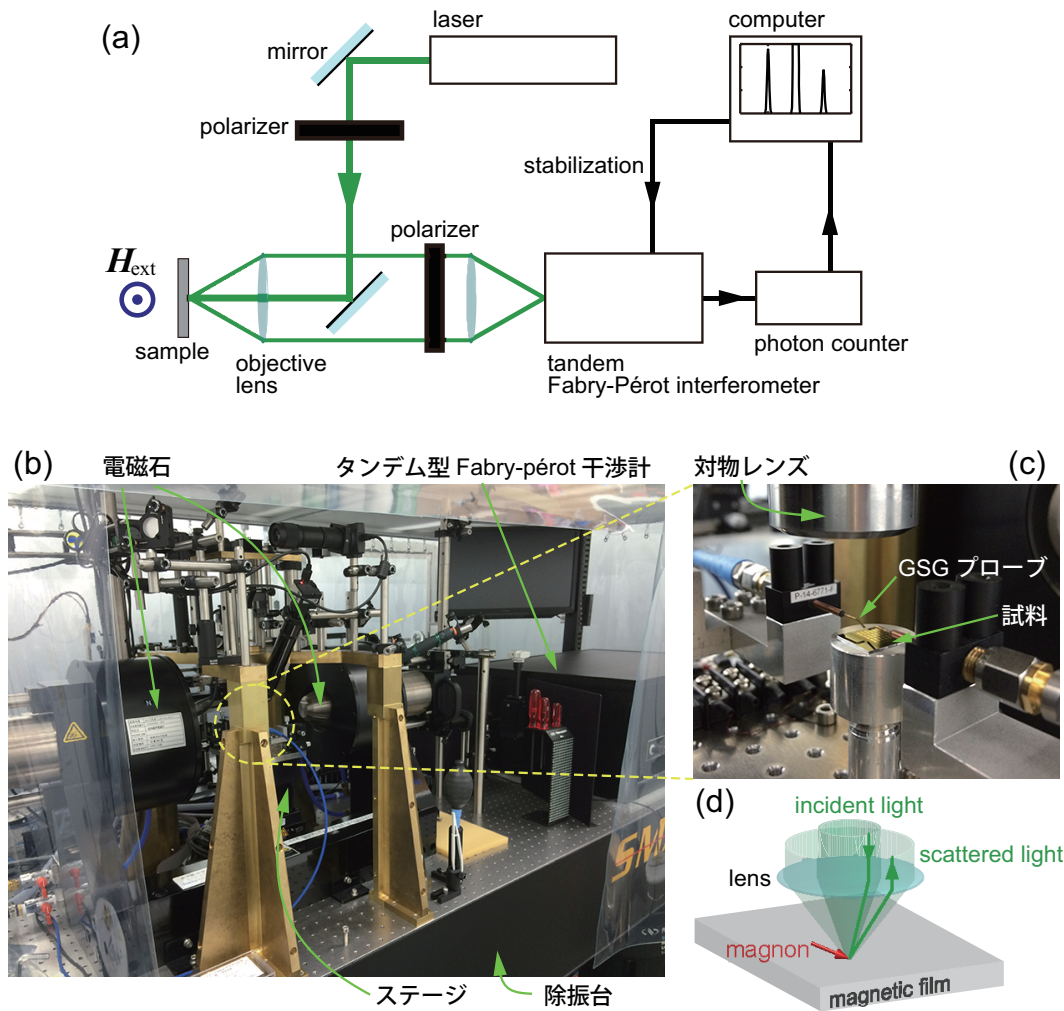


図 2.7: (a) Micro-focused BLS 分光装置の概念図。レーザー光を試料に照射し、散乱された光子の周波数をタンデム型 Fabry-Pérot 干渉計で、光子数を光子カウンターで測定する。(b) Micro-focused BLS 分光装置の外観。光学系はすべて除振台の上に設置し、測定系の振動を防ぐ。(c) 試料ステージ部分。測定時には試料表面でレーザー光が焦点を結ぶ位置までステージ位置を高くする。試料には GSG プロブを用いてマイクロ波を入射する。(d) 試料にレーザーを照射した様子の模式図。レンズで集光された光子の波数分布で測定範囲が決まるので、測定できるマグノンの波数の範囲はレンズの開口数で決まる。

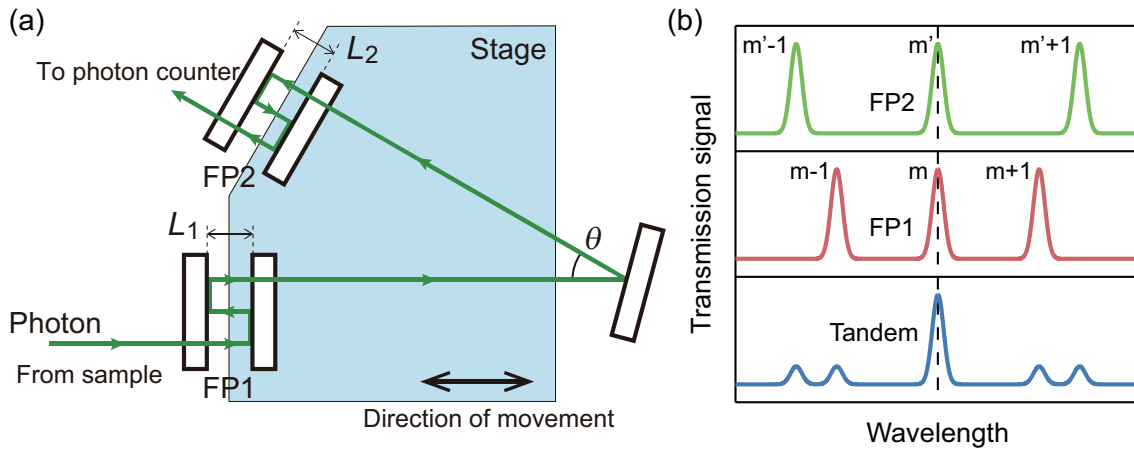


図 2.8: (a) タンデム型 Fabry-Pérot 干渉計。各干渉計のエタロンの間隔をそれぞれ  $L_1$ 、 $L_2$ 、FP1 に入射する光路と FP2 に入射する光路のなす角を  $\theta$  とする。ステージはピエゾ素子によって制御する。(b) エタロン FP1、FP2 およびタンデム型 Fabry-Pérot 干渉計を透過する光のスペクトル。

置し、ステージを動かしてレーザー光を試料表面の各点に集光する。集光点をスキャンして、試料上の各位置で散乱光の周波数スペクトルを取得し、マグノン強度の空間分布を測定する。図 2.7(d) に示すように、入射光は対物レンズで集光され、フォトンの波数ベクトルの試料表面内成分は広い分布を持つ。したがって、試料に照射できる波数の範囲は対物レンズの開口数で決まる。散乱されたフォトンの周波数をタンデム型 Fabry-Pérot 干渉計で測定し、フォトンの数を光子カウンターで測定する。コンピュータ上でデータを積算し、スペクトルを取得する。

### 2.5.3 タンデム型 Fabry-Pérot 干渉計

散乱されたフォトンの周波数スペクトルをタンデム型 Fabry-Pérot 干渉計を用いて測定する。図 2.8(a) はタンデム型 Fabry-Pérot 干渉計の模式図を示す。この干渉計は、エタロン FP1 と FP2 から成る二つの Fabry-Pérot 干渉計を組み合わせ、合計 6 つのパスを通して高い分解能を実現している。光の波長を  $\lambda$ 、FP1 と FP2 のエタロンの間隔をそれぞれ  $L_1$ 、 $L_2$  とする。 $L_1$  と  $L_2$  がそれぞれ

$$L_1 = \frac{m}{2}\lambda \quad (2.71)$$

$$L_2 = \frac{m'}{2}\lambda \quad (2.72)$$

を満たすとき（ただし  $m, m'$  は整数）、光は干渉計を透過する。FP1 と FP2 のエタロンの片側は同じステージ上にあるので、ステージを掃引したときのエタロン間隔の変化  $\delta_{L_1}$  と  $\delta_{L_2}$  は

$$\delta_{L_2} = \delta_{L_1} \cos \theta \quad (2.73)$$

を満たす。図 2.8(b) に示すように、例えば、光が FP1 の  $m+1$  次のフリンジで透過しても、FP2 では透過できない。このように二つの干渉計を組み合わせることで、 $m+1$  や  $m'+1$  などの倍波の検出を防ぐことができる。

## 2.5.4 micro-focused BLS 分光装置の空間分解能

Micro-focused BLS 分光法の空間分解能は、試料面上でのレーザーのスポット径で決まり、本研究で用いるレーザーの空間強度分布の半値幅は  $\Delta x = 235 \pm 12$  nm である。したがって空間分解能は約 250 nm である。Gubbiotti らは micro-focused BLS 分光法の空間分解能を調べた [69]。彼らは図 2.9(a) に示すように、Si 基板上に線幅 400 nm の Al 細線を間隔  $s$  で配置した試料を作製した。 $s$  は 100 nm から 1  $\mu\text{m}$  の間で変化させた。波長 532 nm のレーザー光は開口数  $NA = 0.70$  のレンズを通り、試料表面で焦点を結ぶ。レーザーの照射位置を、Al 細線に直交する方向に掃引し、反射光の強度をフォトダイオードを用いて測定した。図 2.9(b) に測定した反射光強度を Al 細線の間隔  $s$  に対して示した。 $s$  が 200 nm 以下になると隣接する細線で反射される光の強度の空間分布が重なりはじめ、十分な分解能は得られない。一方、 $s$  が 250 nm 以上の場合には、反射光の強度分布の半値幅の部分で強度分布が分離しており、実際に 250 nm の分解能があることが確認された。



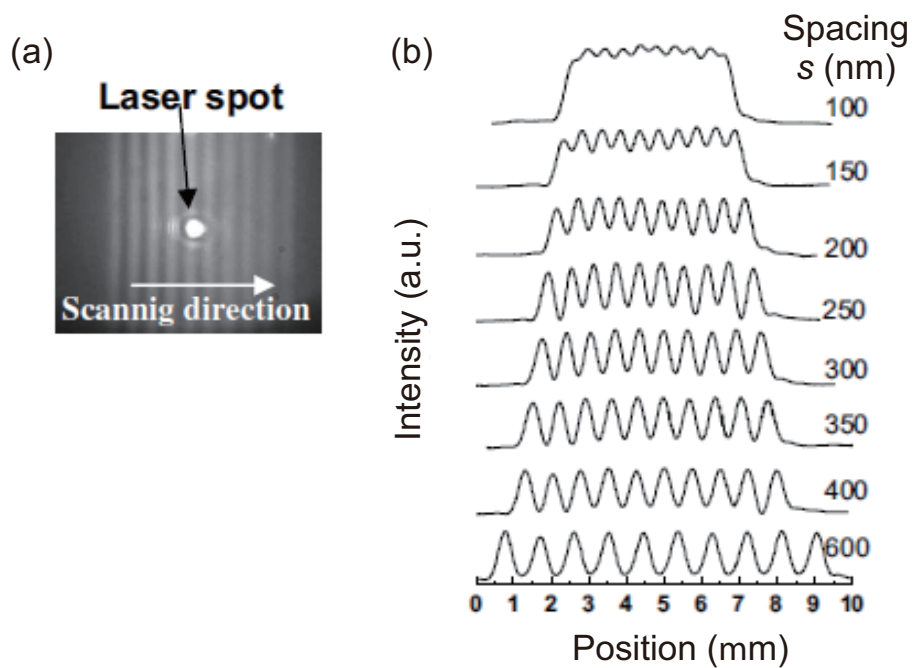


図 2.9: (a) 試料の光学顕微鏡写真。Si 基板の上に線幅 400 nm の Al 細線を間隔  $s$  で作製した。レーザー照射位置を細線と直交する方向に掃引し、反射光の強度をフォトダイオードによって測定した (G. Gubbiotti *et al.* [69])。 (b) Al 細線の間隔  $s$  を変えたときの反射光強度。  $s = 200$  nm 以下では隣り合う細線で反射された光の強度分布が重なっている (G. Gubbiotti *et al.* [69])。

## 第3章 金属における

# backward mode スピン波の 伝搬

金属磁性体でマグノン Bose-Einstein 凝縮 (BEC) を実現するためには、第1章で述べたように金属磁性体における backward mode スピン波の理解が不可欠である。しかし、backward mode スピン波は金属では観測すらされておらず、backward mode スピン波の寿命については議論されていないのが現状である。そこで本章では、金属磁性体における backward mode スピン波の検出とその基礎伝搬特性を調べることを目指した。また、金属特有のスピン波ダイナミクス (マグノンと電子系との相互作用) を調べる基盤を築くため、電流誘起スピン波 Doppler 実験を行ない、backward mode スピン波と電流の相互作用を調べる。

### 3.1 Py 薄膜における backward mode スピン波の伝搬

#### 3.1.1 試料の構成

スピン波を励起する磁性体に、Ni と Fe の原子組成比が 81 : 19 の合金  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  (パーマロイ Py) を用いる。この金属系は、これまでの研究で報告されてきたように surface mode スピン波の群速度が 13 km/s であり [49]、比較的検出が容易であるためである。また、図 3.1 は第2章で示した分散関係から backward mode の群速度  $v_g = 2\pi\partial f/\partial k$  を計算し、膜厚に対してその絶対値を示している。Backward mode スピン波の群速度の大きさは膜厚に依存し、膜厚が大きくなるほど群速度の大きさが大きくなる。従来のスピン波研究で用いられてきた金属の膜厚はおおよそ 10 nm から 40 nm であるが、本研究では膜厚を 100 nm から 300 nm と大きく増加させ、群速度の増加を試みる。

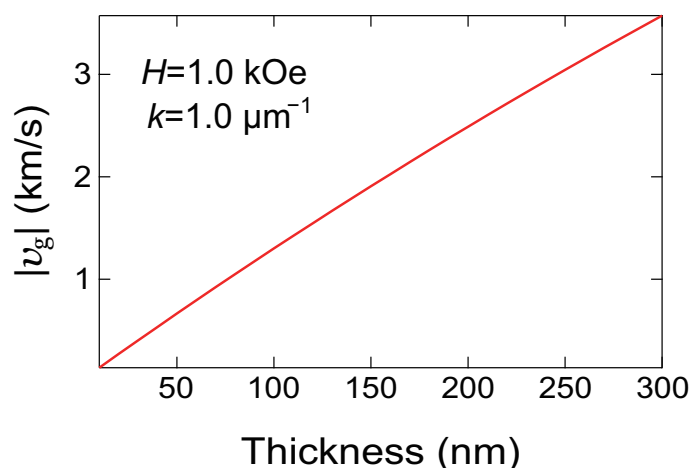


図 3.1: 分散関係から計算した backward mode スピン波の群速度の膜厚依存性。膜厚が大きいくほど群速度の大きさが大きくなる。Backward mode スピン波の分散関係において、有効磁場  $H = 1.0$  kOe、飽和磁化  $4\pi M_s = 10500$  G として計算し、波数  $k = 1.0 \mu\text{m}^{-1}$  のときの群速度  $v_g = 2\pi\partial f/\partial k$  を膜厚  $d$  に対して求めた。

具体的な試料の構成を図 3.2 に示す。励起アンテナにより高周波磁場を発生させ、Py 薄膜中にスピン波を励起し、伝搬スピン波の信号を誘導起電力として検出する。第 2 章 4 節で述べたように、スピン波は磁化の振動であり、磁束変化 ( $\partial\Phi/\partial t$ ) を生じるためである。アンテナはコプレーナ線路型とした。コプレーナ線路はシグナル線とグランド線から成るマイクロ波伝送路である。アンテナにはマイクロ波電流を印加して、アンテナの周りに高周波磁場を発生させる。アンテナと Py 薄膜が導通すると、アンテナに流れたマイクロ波電流が Py 薄膜にも流れるため、アンテナと Py 薄膜の間に絶縁体を挟み、電氣的に絶縁する。

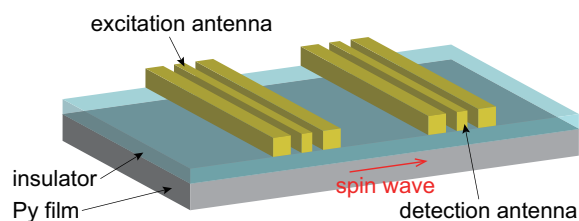


図 3.2: 試料の構成の模式図。励起アンテナでスピン波を励起する。スピン波は Py 薄膜中を伝搬し、伝搬してきたスピン波を検出アンテナで検出する。

### 3.1.2 試料作製

試料作製は、微細加工と成膜を繰り返す。そのため、前の過程で作製したパターンの上に被るように次のターゲットを成膜する必要があるが、基板とパターンの境界に段差が生じるため、この段差によって膜が途切れる問題が生じる。本章で用いる試料では段差が高くならないように、埋め戻し法という手法を考案した。図 3.3 に試料作製の工程を示す。

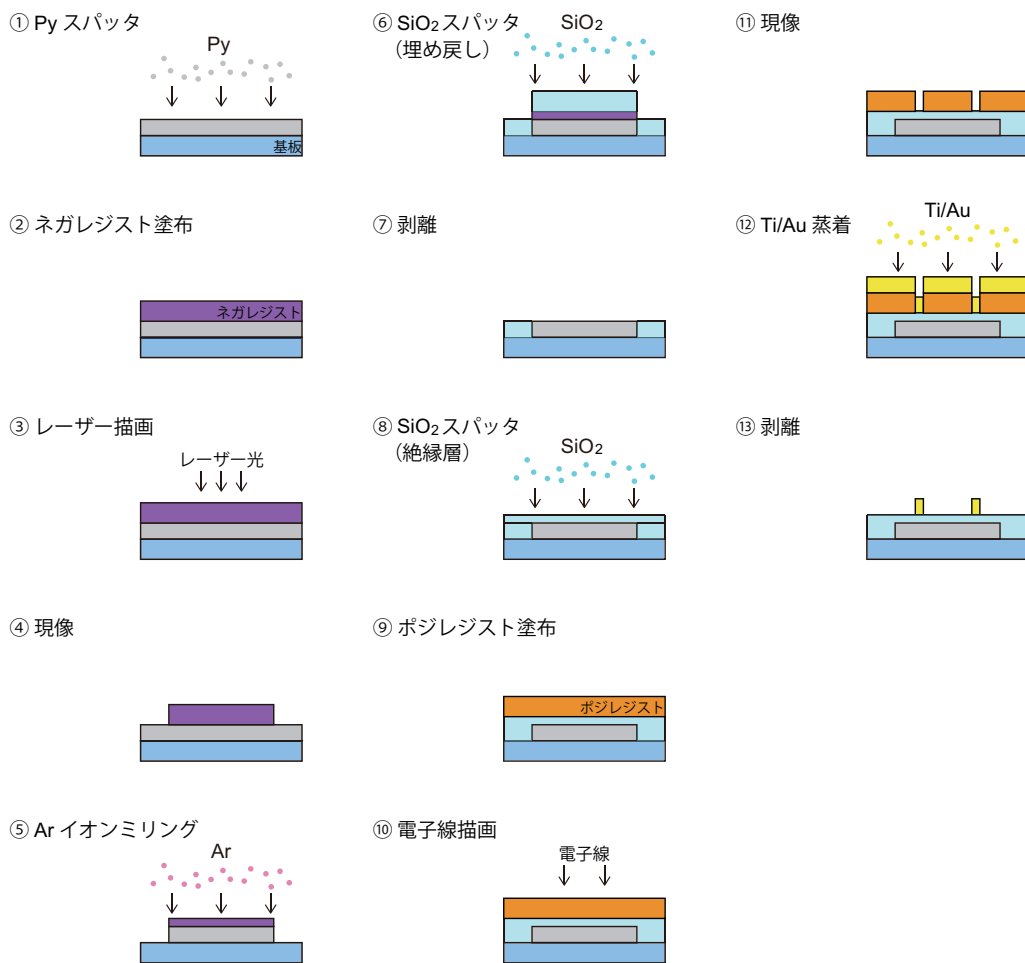


図 3.3: 試料作製の過程の模式図。Si 基板上に膜厚 280 nm の Py 薄膜を作製し、基板と Py の段差を SiO<sub>2</sub> で埋め戻した。膜厚 170 nm の SiO<sub>2</sub> で絶縁被膜をした後、Ti (20 nm) /Au (230 nm) でスピン波励起・検出用のアンテナを作製した。

### (1) 基板洗浄

基板上に付着した汚れを取り除くため、使用する熱酸化膜付き Si 基板を純水、アセトン、アセトン（二回目）、イソプロピルアルコール（IPA）に浸して、各1分間ずつ超音波洗浄を行なった。純水ではほこりなどの大きなごみを取り除き、アセトンでケトン系、IPA でアルコール系の汚れを取り除く。

### (2) Py 成膜（図 3.3 ①）

マグネトロンスパッタにより基板上に膜厚 280 nm の Py 薄膜を成膜する。マグネトロンスパッタは成膜装置の一種で、図 3.4(a) に示すチャンバー内で行なう。チャンバーは真空度  $10^{-6}$  Pa 程度の超高真空に真空引きし、スパッタ時にはアルゴンガスを注入して真空度  $10^{-1}$  Pa 程度の高真空にして、ターゲットにアルゴンイオンを衝突させ、ターゲット分子をたたき出す（図 3.4(b) 参照）。基板の表面がターゲットと向かい合うように基板を設置し、基板表面にターゲット分子の膜を積層する。

### (3) レーザー描画（一層目）（図 3.3 ②～④）

レーザー描画とは感光材であるレジストを塗布した基板にレーザー光を照射し、設計したパターンを描画してレジストマスクを作製する手法である。一層目のレーザー描画のために Si 基板にレジストを塗布した。スピナーを用いて、Si 基板上にネガレジスト AZP1350 を塗布した。塗布条件は、1500 rpm で 10 秒回転の後、4000 rpm で 1 分間回転とした。ネガレジストは、レーザー光や（後述の電子線描画

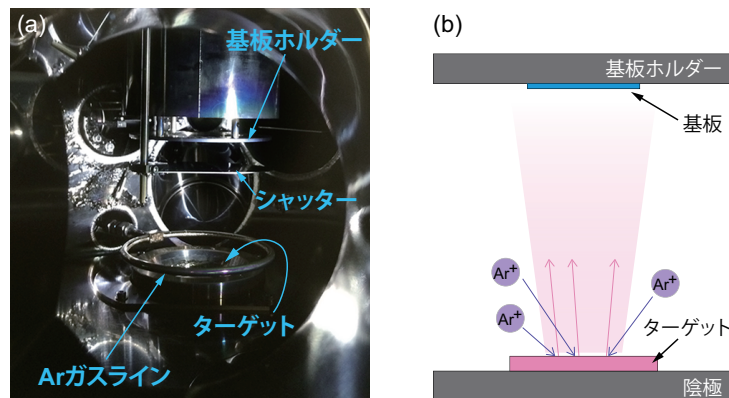


図 3.4: (a) スパッタチャンバー内。リング状の Ar ガスラインには小さな穴が開いており、Ar ガスがチャンバー内に注入される。(b) スパッタリングの概念図。アルゴンガスをプラズマ化して電圧を印加して加速させる。アルゴンイオンによってターゲット分子をたたき出し、基板上に成膜する。

表 3.1: レーザー描画の描画条件。

出力電圧	2.9 V
描画速度	1000 $\mu\text{m/s}$
描画加速度	500 $\mu\text{m/s}$
フォーカスオフセット	0.15 V

では電子線) の照射された部分で炭素間が結合し、現像後その部分のレジストが残るといった特性を持つ。レジストを塗布した基板を 135 °C に加熱したホットプレートで 90 秒間ベイク (プリベイク) して、レジストの水分を蒸発させた。レジストを塗布した基板にレーザー描画装置で縦 120  $\mu\text{m}$ 、横 300  $\mu\text{m}$  の長方形のパターンを描画した。描画条件を表 3.1 に示す。描画した基板を 135 °C に加熱したホットプレートで 90 秒間ベイク (ポストベイク) し、現像液 ZTMA100 に 1 分、リンス (固定液) である純水に 30 秒間浸して現像した。

#### (4) アルゴンイオンミリング (図 3.3 ⑤)

パターンとして残す部分以外の Py を除去するため、アルゴンイオンミリングを用いて Py を削り取った。アルゴンイオンミリングでは、金属等を成膜した基板にアルゴン分子を衝突させ、基板上の金属等を切削する。金属等を成膜した基板の上にレジストマスクを作製し、ミリングすると、図 3.3 ⑤ に示すようにレジストの下の金属は保護される。レジストを剥離すると、設計したパターンの金属構造を残すことができる。

#### (5) 埋め戻し (図 3.3 ⑥、⑦)

ミリングした基板の上にマグネトロンスパッタを用いて絶縁体  $\text{SiO}_2$  を成膜する。 $\text{SiO}_2$  は Py 薄膜と同じ膜厚に成膜する。これにより基板表面に段差がなくなり、その後の工程で段差の高さを考慮しなくてよい。このように段差を埋め合わせる方法を埋め戻し法と呼ぶ。 $\text{SiO}_2$  を成膜した後、2 ブタノンと IPA に浸して超音波洗浄して、ネガレジストとレジスト上の余分な  $\text{SiO}_2$  を剥離する。

#### (6) $\text{SiO}_2$ 成膜 (図 3.3 ⑧)

Py 薄膜とスピン波励起・検出アンテナを絶縁するため、基板の上に膜厚 170 nm の  $\text{SiO}_2$  をマグネトロンスパッタによって成膜した。

表 3.2: 電子線描画の描画条件。

加速電圧	20 kV
コンディションフィールド	500 $\mu\text{m}$
電流量	750 pA
ドーズ時間	1.5 ps

#### (7) 電子線描画（二層目）（図 3.3 ⑨～⑪）

レジストを塗布した基板に電子線を照射して、設計したパターンを描画し、レジストマスクを作製する手法を電子線描画という。二層目の電子線描画のために基板にレジストを塗布した。スピncerを用いて、ポジレジスト ZEP520A を塗布した。塗布条件は 4000 rpm で 60 秒とした。ポジレジストは電子線が照射した部分の炭素間結合が切れ、現像後にその部分のレジストがなくなる。レジスト塗布後 180  $^{\circ}\text{C}$  に加熱したオーブンで 20 分間ベイクして、レジストの水分を蒸発させた。電子線描画装置によりレジストを塗布した基板にアンテナのパターンを描画した。描画条件を表 3.2 に示す。描画条件を描画した基板を現像液 ZED-N50 に 3 分 30 秒、リンスとして純水に 1 分 30 秒浸して現像した。

#### (8) Ti/Au 成膜（図 3.3 ⑫、⑬）

真空蒸着器により、基板の上に Ti を 20 nm 成膜した後、Au を 230 nm 成膜した。ここで Ti は剥離の際に Au が基板からはがれないようにするバッファレイヤーである。真空蒸着は成膜技術の一種であり、金属等のターゲットを蒸発させて基板の上に積層させる手法である。ターゲットの蒸気圧を上げるためと不純物の混入を防ぐために、真空引きしたチャンバーの中で行う。図 3.5(a) に蒸着器の外観、(b) に蒸着チャンバー内を示す。蒸着するターゲットを蒸着チャンバー内に、基板をロードロックチャンバーの基板ホルダーに設置する。本研究では抵抗加熱を用いてターゲットを蒸発させた。図 3.5(c) はターゲットを入れるタングステンのポートである。粒状のターゲットをポートに入れ、ポートに電流を印加する。Joule 熱によりポートが加熱されるため、ポートの中のターゲットも加熱され、溶解する。さらに電流値を上げて加熱し、ターゲットを蒸発させる。基板の表面がターゲットと向かい合うように基板を設置し、基板表面にターゲット分子を積層させる。蒸着後、レジストと余分な Ti/Au を剥離し、試料が完成した。

図 3.6 に試料の光学顕微鏡写真を示す。スピン波の励起・検出用のアンテナを、特

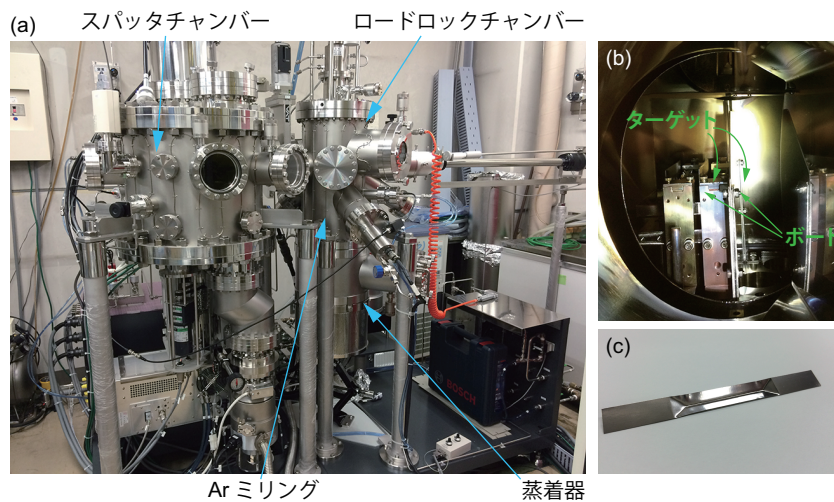


図 3.5: (a) スパッタ・蒸着・ミリング装置の外観。ロードロックチャンバーと蒸着器は真空中で連絡されている。(b) 蒸着器チャンバー内。ロードロックチャンバーに基板を設置し、蒸発したターゲットを基板上に積層させる。(c) 抵抗加熱に用いるポート。中にターゲットを入れる。電流を流してポートを加熱することで、ターゲットを加熱して蒸発させる。

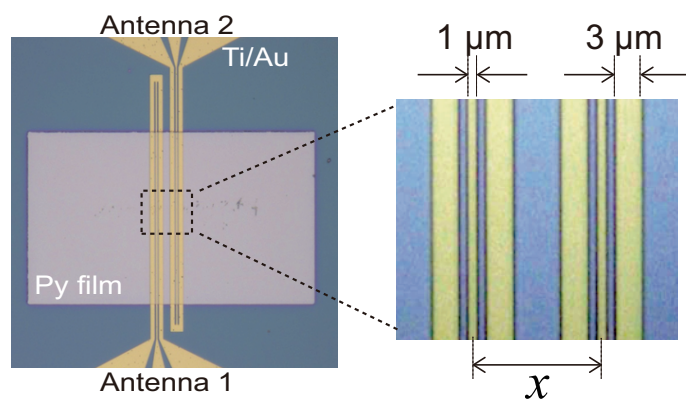


図 3.6: Py 薄膜試料の光学顕微鏡写真。シグナル線幅、グランド線の線幅、シグナル線とグランド線間の距離はそれぞれ  $1\ \mu\text{m}$ 、 $3\ \mu\text{m}$ 、 $1\ \mu\text{m}$  とした。シグナル線間の距離  $x$  を変えた試料を作製した。



性インピーダンスが  $50 \Omega$  となるようにグランド・シグナル・グランド (GSG) 型のコプレーナ線路として設計し、シグナル線幅、グランド線幅はそれぞれ  $1 \mu\text{m}$ 、 $3 \mu\text{m}$ 、シグナル線とグランド線間の距離は  $1 \mu\text{m}$  とした。

### 3.1.3 測定方法

図 3.7 に測定系を示す。外部磁場  $H_{\text{ext}}$  を  $x$  方向に印加し、backward mode 配置とした。アンテナ 1、2 をそれぞれ同軸ケーブルでベクトルネットワークアナライザ (Agilent, E8362C) のポート 1、2 に接続してマイクロ波をアンテナ 1 に入射すると、アンテナ 1 の周りに高周波磁場が発生し、Py 薄膜にスピン波が励起する。励起したスピン波が Py 薄膜中を伝搬し、アンテナ 2 に誘導起電力が発生する。この誘導起電力をベクトルネットワークアナライザを用いて検出し、入力した電力と検出した電力から相互インダクタンスを測定した (詳細は付録 A 参照)。測定回路のバックグラウンドを除去するため、参照磁場  $H_{\text{ref}} = 100 \text{ Oe}$  で測定を行ない、相互インダクタンス変化として、測定信号と参照磁場での検出信号の差  $\Delta L_{ij} = L_{ij}(H) - L_{ij}(H_{\text{ref}})$  を評価した。

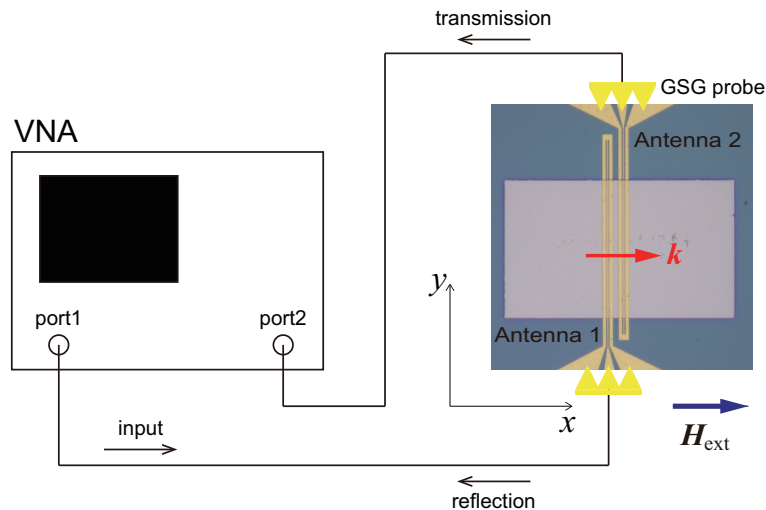


図 3.7: 測定系の概略図。外部磁場を  $H_{\text{ext}}$  を  $x$  方向に印加し、backward mode 配置とした。ベクトルネットワークアナライザ (VNA) を用いてアンテナ 1、2 間の相互インダクタンスを測定する。

### 3.1.4 周波数領域における backward mode スピン波の検出

アンテナ間を伝搬するスピン波特性を調べるため、外部磁場  $H_{\text{ext}} = 1.2 \text{ kOe}$  を backward mode 配置で印加し、 $x = 14 \mu\text{m}$  の試料を用いて相互インダクタンスを測定した。測定した相互インダクタンス  $\Delta L_{21}$  の強度スペクトルを図 3.8 に示す。スペクトルには複数の鋭い共鳴ピークが現れており、代表的には三つのピークが確認できる。図中の実線は Lorentz 関数でフィッティングした結果であり、図下部にスペクトル分解した結果を記している。

ここで、これらの共鳴ピークについて詳しく調べるために、三つのピークに低周波側からピーク 1、2、3 と番号を付け、それぞれの共鳴周波数を  $f_1$ 、 $f_2$ 、 $f_3$  とする。これらの外部磁場依存性を調べることで、共鳴ピークがスピン波伝搬に起因する信号であるかを同定することができる。図 3.9 に共鳴周波数の外部磁場依存性の測定結果を示す。共鳴ピーク 1、2、3 はいずれも外部磁場が増すと高周波側へシフトする。これらの共鳴ピークの外部磁場依存性の実験データを backward mode スピン波

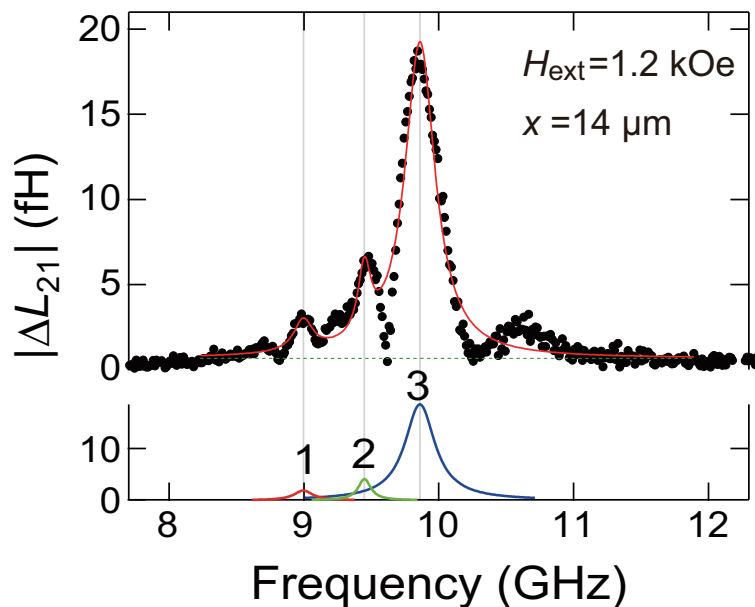


図 3.8: 相互インダクタンス  $|\Delta L_{ij}|$  のスペクトル。複数の共鳴ピークが現れた。強度の大きい三つのピークを、低周波側からピーク 1、2、3 とする。実線はピーク 1、2、3 を multi-Lorentz 関数によってフィッティングした結果を表す。

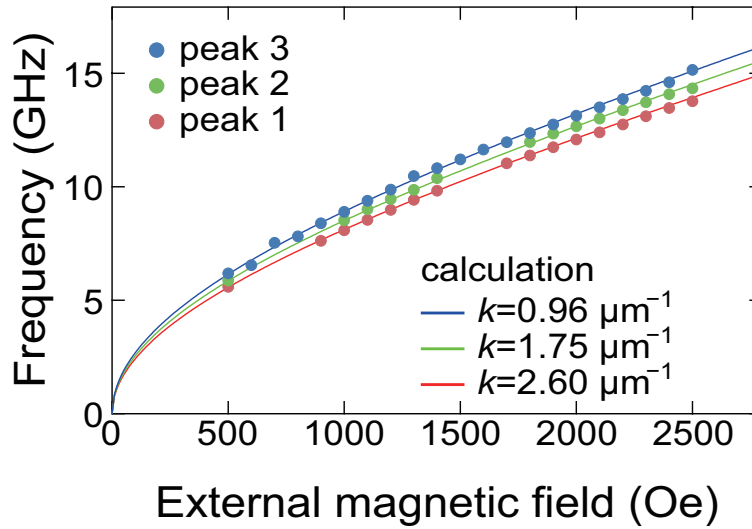


図 3.9: ピーク 1、2、3 の共鳴周波数の外部磁場依存性。実線は backward mode スピン波の分散関係（式 (3.1)）によるフィッティングで、各ピークの実験結果はそれぞれ波数  $k_1 = 0.96 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $k_2 = 1.75 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $k_3 = 2.60 \mu\text{m}^{-1}$  の計算で再現された。

の分散関係

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H \left( H + 4\pi M_s \frac{1 - \exp(-kd)}{kd} \right)} \quad (3.1)$$

を用いてフィッティングした。フィッティング結果を図 3.9 に実線で示す。波数  $k = 2.60 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $1.75 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $0.96 \mu\text{m}^{-1}$  の backward mode スピン波で実験結果を再現でき<sup>\*1</sup>、三つのスピン波が単一のアンテナから同時に励起されることがわかった。

#### 複数のスピン波が励起される起源

一つのアンテナが複数の波数のスピン波を励起する機構を明らかにするため、アンテナの幾何学的設計に着目する。スピン波は、アンテナに流れるマイクロ波電流によって発生する高周波磁場によって励起される。したがって、アンテナを流れる電流の空間分布がスピン波振幅の分布に転写される [90,91]。図 3.10 に今回用いたアンテナの設計から計算した電流密度分布のフーリエ変換を示す。最も強度の大きいメインピークの波数が  $k = 1.04 \mu\text{m}^{-1}$ 、サテライトピークの波数が  $k = 1.74 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $2.44 \mu\text{m}^{-1}$  である。図 3.10 はスピン波の励起強度の波数依存性と同義であるから、これを励起されるスピン波の波数と考えてよい。したがって、計算から得られた波数

<sup>\*1</sup>磁気回転比  $\gamma = 17.6 \text{ MHz/Oe}$ 、飽和磁化  $4\pi M_s = 10400 \text{ G}$ 、試料膜厚  $d = 280 \mu\text{m}$  として計算した。

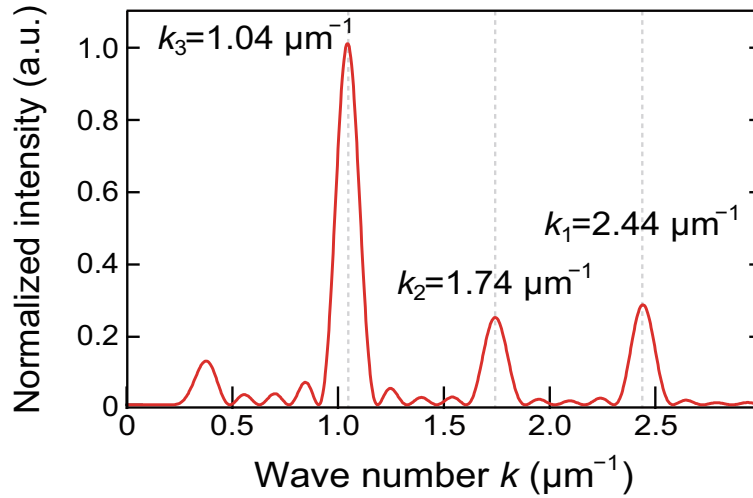


図 3.10: アンテナ設計から計算される波数空間における電流密度分布。アンテナで励起されるスピン波の励起強度に対応する。最大強度で規格化した。励起強度の大きい三つのピークの波数は  $k_1 = 2.44 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $k_2 = 1.74 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $k_3 = 1.04 \mu\text{m}^{-1}$  である。

の値は、実験から得られた値と低周波側からおおの 8.3 %、0.57 %、6.2 % の偏差で一致し、共鳴ピークの波数値の正当性、および三つのピークの出現が証明できた。また、図 3.8 には周波数 10.7 GHz になだらかな構造が存在するが、これは図 3.10 の波数  $k = 0.38 \mu\text{m}^{-1}$  に対応するスピン波の共鳴ピークであると考えられる。

### 3.1.5 Backward mode スピン波の伝搬特性の評価

これまでの結果から明確な backward mode スピン波の信号を検出することができたので、本節では、金属磁性体中を伝搬する backward mode スピン波の基礎特性を調べる。

#### Backward mode スピン波の群速度

Backward mode スピン波の伝搬特性を調べるために、相互インダクタンスの絶対値  $|\Delta L_{21}|$  ではなく、実部  $\text{Re}[\Delta L_{21}]$  と虚部  $\text{Im}[\Delta L_{21}]$  を用いる。図 3.11 に、外部磁場  $H_{\text{ext}} = 1.7 \text{ kOe}$  を印加したときの伝搬スピン波のスペクトルを例示する。実部・虚部ともに 12 GHz 近傍に明瞭なスペクトル信号が現れているが、ここで実部と虚部が、位相が  $\pi/2$  ずれた振動であることに着目する。スピン波の伝搬距離を  $D$  とすると、

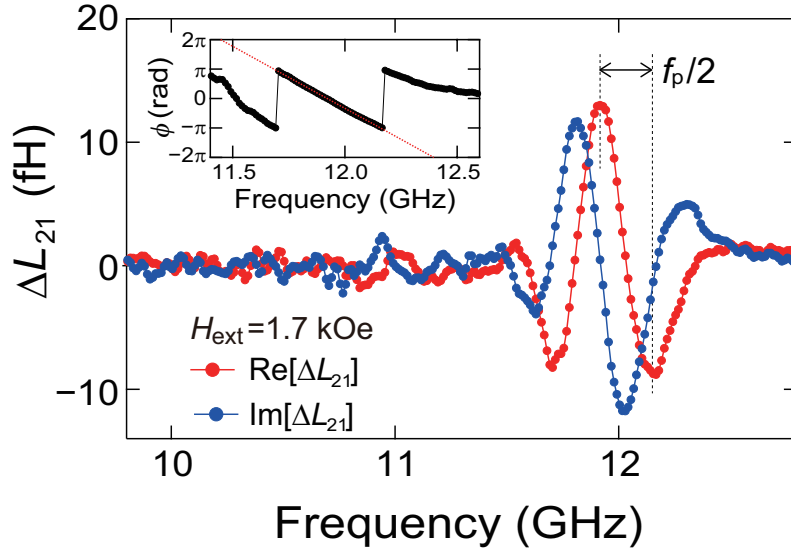


図 3.11: 相互インダクタンス  $\Delta L_{21}$  スペクトルの実部と虚部。アンテナ間距離は  $x = 14 \mu\text{m}$ 、外部磁場は  $H_{\text{ext}} = 1.7 \text{ kOe}$  とした。12 GHz 付近に周期  $f_p$  で振動するスペクトル信号が現れた。挿入図は入力したマイクロ波の位相に対するスピン波の相対位相の周波数依存性を示す。

スピン波の位相は

$$\phi = 2\pi ft - kD \quad (3.2)$$

で与えられる。ベクトルネットワークアナライザーで検出される位相は、入力したマイクロ波の位相に対する相対値なので、式 (3.2) の時間を含む第一項はキャンセルされる。したがって、検出されたスピン波の相対位相は

$$\phi = -kD \quad (3.3)$$

となり、実験から求められる振動の周期  $f_p$  を用いて、群速度  $v_g$  の絶対値は

$$|v_g| = 2\pi \frac{df}{dk} = -2\pi \left( \frac{d\phi}{df} \right)^{-1} = f_p D \quad (3.4)$$

と表せる [90]。図 3.11 の挿入図は位相の周波数依存性を示す。位相は共鳴周波数  $f = 11.9 \text{ GHz}$  近傍では周波数に対して線形に変化しており、

$$\frac{d\phi}{df} = -\frac{2\pi}{f_p} \quad (3.5)$$

としてよい。したがって、図 3.11 の場合の backward mode スピン波の群速度は

$$v_g = 4.9 \text{ km/s}$$

とわかる。

強磁性金属 Py における backward mode スピン波の群速度の特性を明らかにするために、群速度の外部磁場依存性を調べた。外部磁場を掃引し、各外部磁場で共鳴スペクトルから振動の周期  $f_p$  を求め、伝搬距離  $D = 10 \mu\text{m}$  を用いて上記の解析から群速度を求めた。図 3.12 に群速度の外部磁場依存性を示す。また、群速度を式 (3.1) に、波数  $k = 0.96 \mu\text{m}^{-1}$ 、膜厚  $d = 280 \text{ nm}$  を代入して計算すると図 3.12 中の赤線となり、実験結果とエラーバーの範囲内で一致した。ここで、伝搬距離  $D$  は、アンテナ間距離  $x$  とは異なる値を用いて解析した。これはスピン波の励起位置がアンテナの中央ではないことが原因である。Ampere の法則から解析すると、アンテナの作る磁場の膜面垂直成分が最大になる距離はアンテナ中央から約  $1 \mu\text{m}$  であり、励起位置がこの  $1 \mu\text{m}$  に対応すると考えられる。実験上は先行研究から約  $3 \mu\text{m}$  の位置シフトがあることが分かっており [15,49]、これらの平均から位置シフトは  $2 \mu\text{m}$  と算出さ

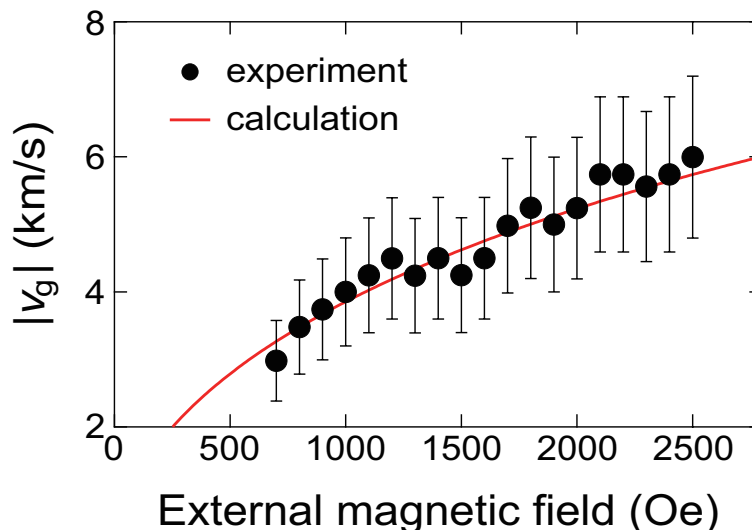


図 3.12: Backward mode スピン波の群速度の外部磁場依存性。黒丸は式 (3.4) で  $D = 10 \mu\text{m}$  として解析した結果、エラーバーは  $8 \mu\text{m} \leq D \leq 12 \mu\text{m}$  として解析した結果である。  $D < x$  となるのはアンテナ中央とスピン波励起・検出位置が異なるためである。実線は backward mode の分散関係 (式 (3.1)) から求められた計算値を示す。

れ、伝搬距離は

$$D = x - 2 \times 2 \mu\text{m} \quad (3.6)$$

と計算した。上式で2倍の係数がつくのは、励起位置と同様に検出位置もアンテナ中央から  $2 \mu\text{m}$  シフトするためである。図 3.12 のエラーバーの両端は位置シフトを  $1 \mu\text{m}$  および  $3 \mu\text{m}$  と見積もった場合に対応する。

### Backward mode スピン波の減衰長

次に、backward mode スピン波の減衰長について調べるため、アンテナ間距離  $x$  の異なる試料を用いてスピン波信号を測定した。図 3.13 に、相互インダクタンスのアンテナ間距離依存性を示す。アンテナ間距離  $x$  が大きくなると、相互インダクタンスの振動の振幅が減少することがわかる。アンテナ間距離  $x = 29 \mu\text{m}$  の試料では

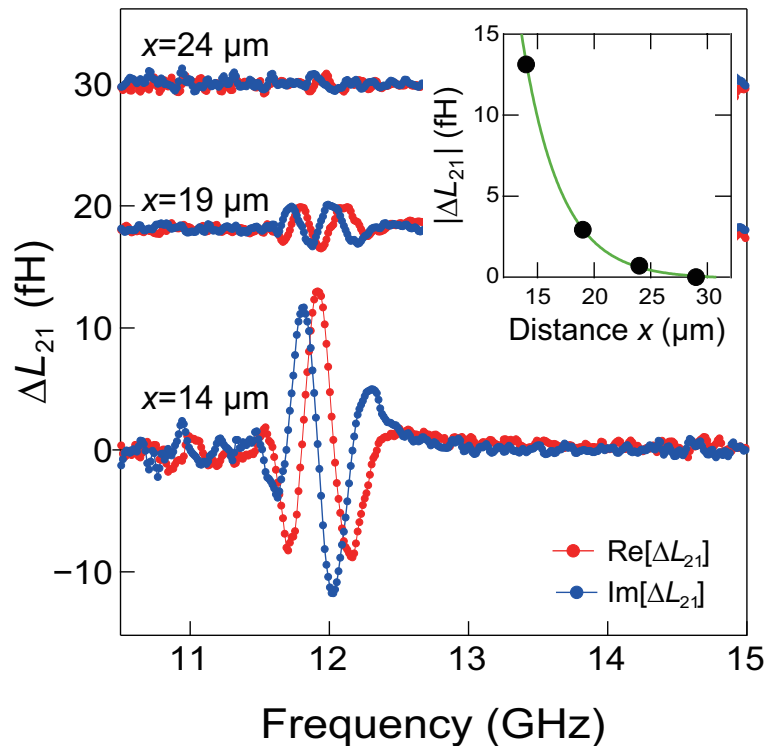


図 3.13: アンテナ間距離  $x$  の異なる試料における相互インダクタンスの測定結果。  $x = 14, 19, 24 \mu\text{m}$  の三種類の試料におけるスペクトルを示す。外部磁場は  $H_{\text{ext}} = 1.7 \text{ kOe}$  とした。アンテナ間距離  $x$  が長くなると、スペクトル信号の強度が減少することがわかる。挿入図は相互インダクタンスの大きさ  $|\Delta L_{21}|$  のアンテナ間距離依存性を示し、  $|\Delta L_{21}|$  が  $x$  に対して指数関数的に減衰している。

スピン波の信号を検出できなかった。図 3.13 挿入図に、相互インダクタンスの大きさ  $|\Delta L_{21}|$  のアンテナ間距離依存性を示す。 $|\Delta L_{21}|$  は  $x$  に対して指数関数的に減衰し、スピン波の減衰長  $\Lambda$  は実験結果を  $A \exp(-x/\Lambda)$  でフィッティングすることで

$$\Lambda = 3.4 \mu\text{m}$$

と求められた。ここで、アンテナ間距離  $x$  の代わりに伝搬距離  $D$  を用いても横軸方向のオフセットが変わるだけなので、スピン波の減衰長の評価には影響しない。

スピン波の伝搬測定から Gilbert damping 定数  $\alpha$  を見積もる。Gilbert damping 定数は磁化緩和の強さを表す定数で、磁化緩和時間  $\tau$  と共鳴周波数  $f$  を用いて  $\alpha = 1/(2\pi\tau f)$  と表せる。磁化緩和時間は、有効磁場の方向を軸として歳差運動している磁化が、有効磁場の方向に緩和するまでの時間を表すので、スピン波の減衰長  $\Lambda$  と群速度  $v_g$  を用いて  $\tau = \Lambda/v_g$  と表せる。したがって、Gilbert damping 定数  $\alpha$  は

$$\alpha = \frac{v_g}{2\pi f \Lambda} \quad (3.7)$$

と表せる。例えば、外部磁場  $H_{\text{ext}} = 1.7 \text{ kOe}$  の場合には、群速度と共鳴周波数はそれぞれ  $v_g = 4.9 \text{ km/s}$ 、 $f = 11.9 \text{ GHz}$  であるので、Gilbert damping 定数は

$$\alpha = 0.019$$

と計算できる。この  $\alpha$  の値は、 $10 \text{ nm} \leq d \leq 40 \text{ nm}$  の試料で報告された値の 2 倍程度で、バルク試料の値と同程度となり [92]、膜厚を厚くしたことで backward mode スピン波の寿命が特別に長くなったわけではない。これまで  $10 \text{ nm} \leq d \leq 40 \text{ nm}$  の試料で検出されなかった原因は、群速度が遅いためであったことが本実験から明らかになった。

### 3.1.6 実時間領域における backward mode スピン波の検出

ベクトルネットワークアナライザによる周波数領域の測定によって、backward mode スピン波の群速度や減衰長を評価した。しかし、このような周波数領域の測定では解析に用いる伝搬距離  $D$  や群速度の表式の導出には仮定が含まれており、直接的でない。周波数領域測定におけるこれらの不確かさを排除し、スピン波の伝搬特



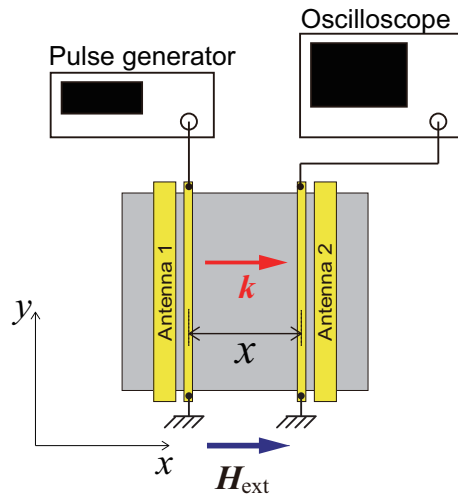


図 3.14: 実時間領域測定の実験系。パルスジェネレータから励起アンテナに矩形波の電圧パルスを入射し、Py 薄膜中にスピン波の波束を励起する。伝搬したスピン波波束を検出アンテナで検出し、オシロスコープで観測した。

性を直接的に測定するため、本節では実時間領域で backward mode スピン波の伝搬を測定する。

図 3.14 に測定系を示す。アンテナ間距離は  $x = 1, 3, 4, 19 \mu\text{m}$  の四種類の試料を用いた。 $x$  方向に外部磁場  $H_{\text{ext}} = 1.1 \text{ kOe}$  を印加した。アンテナ 1 にパルスジェネレータ (Picosecond Pulse Labs, 10,070A) を接続し、アンテナに矩形波の電圧パルスを印加する。電圧パルスの立ち上がりで高周波磁場が発生し、Py 薄膜中にスピン波の波束が励起される。伝搬したスピン波がアンテナ 2 で誘導する起電力をオシロスコープ (Agilent, DCA 86100C) で検出し、実時間観測した。

図 3.15(a)(b) に測定した backward mode スピン波波束の実時間波形を示す。アンテナ間距離が長くなるほど、スピン波波束の包絡線のピークが到着する時刻が遅くなり、包絡線の高さが減衰した。マイクロ波パルスを入射してから包絡線のピークの到達時刻までの時間をスピン波の伝搬時間、ピーク位置の包絡線の高さをスピン波波束の振幅と定義し、図 3.15(c) にスピン波の伝搬時間と振幅のアンテナ間距離に対する依存性を示す。伝搬時間の遅延と振幅の減衰をそれぞれ直線と指数関数でフィッティングすることで、スピン波の群速度と減衰長を求められる。外部磁場  $H_{\text{ext}} = 1.1 \text{ kOe}$  の条件で、群速度と減衰長はそれぞれ

$$v_g = 4.1 \text{ km/s}$$

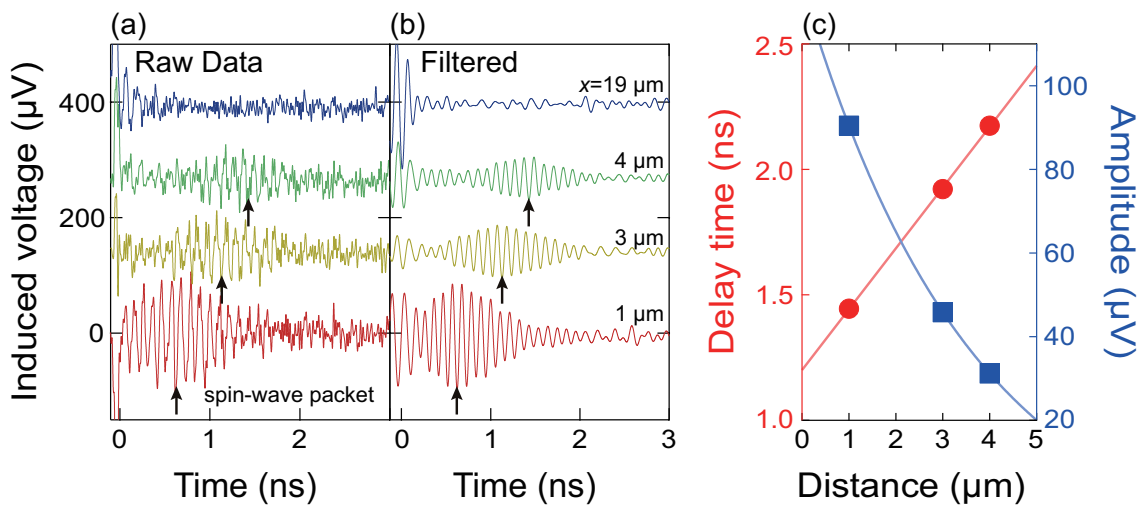


図 3.15: (a) 実時間領域における backward mode スピン波の波形の生データ。外部磁場は  $H_{\text{ext}} = 1.1 \text{ kOe}$  とした。(b) (a) にフーリエフィルタ（中心周波数 11 GHz、バンド幅 18 GHz）をかけた後の結果を示す。アンテナ 1 にマイクロ波パルスを入射した時刻を時間の原点とした。矢印は波束の包絡線の中心を示す。(c) (a)(b) の矢印位置の時間と振幅、すなわちスピン波波束の伝搬時間と振幅のアンテナ間距離依存性。アンテナ間距離が大きくなるほど、スピン波波束の伝搬時間は遅れ、振幅は減衰する。実線はフィッティング結果を表し、伝搬時間は直線、振幅は指数関数でフィッティングしたところ、群速度は  $v_g = 4.1 \text{ km/s}$ 、減衰長は  $\Lambda = 3.7 \mu\text{m}$  と求められた。

および

$$\Lambda = 3.7 \mu\text{m}$$

である。これらの値には励起位置やフーリエフィルタによる時間の遅れの影響は含まれない。なぜなら、励起位置やフーリエフィルタによる時間の遅れは図 3.15(c) でそれぞれ横軸と縦軸のオフセットとして現れるが、直線の傾きや指数関数の減衰には影響しないためである。また、実時間測定から求められた結果は、周波数領域において励起位置とアンテナ中央の位置シフトを  $2.0 \mu\text{m}$  と見積もった場合（図 3.12 参照）と一致した。

### 3.1.7 まとめ

強磁性 Py 薄膜中を伝搬する backward mode スピン波の明確な電気信号を、周波数領域と実時間領域の両方で検出することに成功した。Py 膜厚を 280 nm にして、群

速度を  $3 \text{ km/s} \leq v_g \leq 6 \text{ km/s}$  まで増加させた。Backward mode スピン波の減衰長は  $3.4 \mu\text{m}$  であると見積もられ、Gilbert damping 定数はバルクの値と同程度であることが分かった。周波数領域の測定ではスピン波励起位置の不確かさが含まれたが、実時間領域の測定ではこの不確かさを排除して、群速度と減衰長を正確に評価したところ、 $H_{\text{ext}} = 1.1 \text{ kOe}$  の外部磁場印加下で群速度は  $v_g = 4.1 \text{ km/s}$ 、減衰長は  $\Lambda = 3.7 \mu\text{m}$  であるとわかった。

本研究は、金属中の backward mode スピン波の伝搬を検出した最初の報告であり、金属試料での backward mode スピン波の検出手法を確立したと言える。金属における従来のスピン波実験では、膜厚  $10 \text{ nm} \leq d \leq 40 \text{ nm}$  の試料を用いて forward mode や surface mode のスピン波伝搬の検出が行なわれてきたが、backward mode スピン波の信号は検出されてこなかった。一方、本研究では試料膜厚を従来の 10 倍程度に厚くした。式 (3.1) から計算すると、膜厚を 10 倍程度厚くしたとき、群速度は従来研究の約 10 倍に増大する。群速度が速くなったことで、スピン波の振幅が減衰する前にスピン波を検出することに成功した。

## 3.2 Backward mode スピン波と電流の相互作用

### 3.2.1 試料の構成

前節の結果から、金属中を伝搬する backward mode スピン波を測定する技術が確立され、金属でのマグノン BEC 実現に向けた第一歩が踏み出せた。金属中でマグノン BEC が実現されれば、マグノンの量子凝縮状態の物性の解明に、電流をプローブとして利用できるため、backward mode スピン波と電流の相互作用について理解す

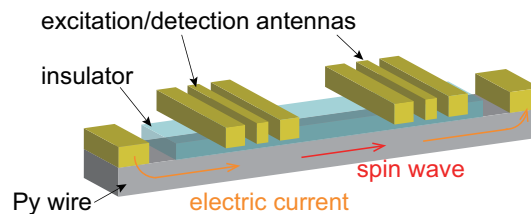


図 3.16: 試料の構成の模式図。励起アンテナでスピン波を励起し、伝搬してきたスピン波を検出アンテナで検出する。Py 細線には直接電極を取り付け、電流を流すことができるようにする。また、電流密度を大きくするため、Py 構造は細線形状とする。

る必要がある。本節では backward mode スピン波に電流を流し、backward mode スピン波のダイナミクスの理解を深める。

スピン波に対して電流を流す必要があるため、Py に直接電流端子を取り付ける。一方で、スピン波励起・検出用の高周波アンテナと Py の間の電氣的な絶縁は確保しなければならない。また、第 2 章 3 節で述べたように、スピントランスファートルク (STT) は電流密度に依存するので、STT の寄与を大きくするためには電流密度を大きくする必要がある。電流密度を大きくするためには Py 構造の断面積を小さくすればよいので、本実験では Py の構造を薄膜構造ではなく、細線構造とする。図 3.16 に試料の構成を示す。

### 3.2.2 試料作製

図 3.17 に試料作製の工程を示す。

#### (1) 基板洗浄

3.1.2 と同様に熱酸化膜付き Si 基板を洗浄した。

#### (2) Py 成膜 (図 3.17 ①)

マグネトロンスパッタにより Si 基板上に膜厚  $d$  の Py 薄膜を成膜した。Py 膜厚が  $d = 190 \text{ nm}$  の試料と  $d = 150 \text{ nm}$  の試料の二種類を、それぞれ異なる基板で作製した。

#### (3) 電子線描画 (一層目) (図 3.17 ②~④)

電子線描画のために基板にレジストを塗布した。まず基板上に下地剤 AZ pro を塗布し、 $90^\circ\text{C}$  に加熱したオーブンで 5 分間バイクした後、ネガレジスト ma-N 2403 を塗布する。再度  $90^\circ\text{C}$  に加熱したオーブンで 90 秒バイクした後、エスパーサを塗布する。エスパーサは後に電子線描画をする際の基板へのチャージアップ (基板上に電子がたまること) を防ぐ役割をする。表 3.3 に塗布条件を示す。レジストを塗布

表 3.3: 電子線描画 (一層目) のレジスト塗布条件。

	回転数 (時間)
下地剤	1000 rpm (5 秒) → 4000 rpm (45 秒)
ネガレジスト	1000 rpm (5 秒) → 3000 rpm (45 秒)
エスパーサ	1000 rpm (5 秒) → 5000 rpm (40 秒)

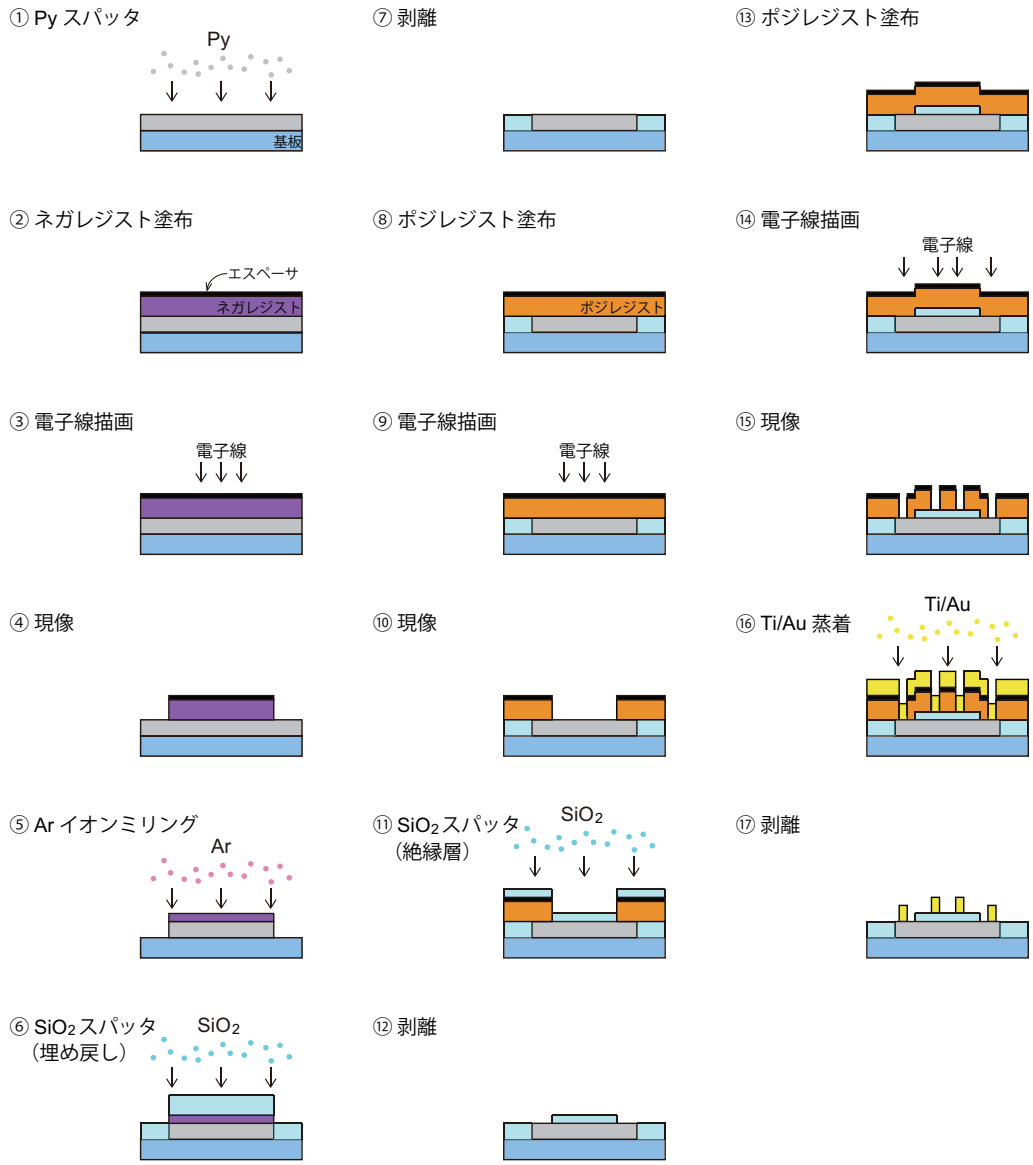


図 3.17: 試料作製過程の模式図。Si 基板上に線幅  $2\ \mu\text{m}$ 、膜厚  $d = 190\ \text{nm}$ ,  $150\ \text{nm}$  の Py 細線を作製し、基板と Py の段差を SiO<sub>2</sub> で埋め戻した。膜厚  $50\ \text{nm}$  の SiO<sub>2</sub> で絶縁被膜をした後、Ti ( $5\ \text{nm}$ ) / Au ( $110\ \text{nm}$ ) でスピン波励起・検出用のアンテナを作製した。

表 3.4: 電子線描画（一層目）の描画条件。

加速電圧	80 kV
コンディションフィールド	600 $\mu\text{m}$ , 240000 dot
電流量	200 pA
ドーズ時間	0.2 $\mu\text{s}$ , 0.3 $\mu\text{s}$ , 0.4 $\mu\text{s}$ , 0.5 $\mu\text{s}$

した基板に、電子線描画装置によって線幅 2  $\mu\text{m}$  の細線を描画した。描画条件を表 3.4 に示す。ドーズ時間の差による描画結果の違いは見られなかった。描画した基板を純水に浸してエスパーサを洗い流した後、現像液 ma-D 525 に 2 分間、リンスとして純水に 5 分間浸して現像した。

#### (4) アルゴンイオンミリング (図 3.17 ⑤)

アルゴンイオンミリングを用いて、余分な Py を削り取った。

#### (5) 埋め戻し (図 3.17 ⑥、⑦)

ミリングした基板の上にマグネトロンスパッタを用いて SiO<sub>2</sub> を成膜し、埋め戻しを行なった。SiO<sub>2</sub> を成膜したのち、2 ブタノンと IPA に浸し、超音波洗浄してネガレジストとレジスト上の余分な SiO<sub>2</sub> を剥離した。

#### (6) 電子線描画（二層目） (図 3.17 ⑧～⑩)

スピン波励起・検出用の高周波アンテナと Py 細線は絶縁する必要があるが、前節と異なり、直流端子と Py 細線は導通させる必要があるため、絶縁層は一様な膜ではなく、パターニングする必要がある。絶縁層のレジストマスクを作製するため、二層目の電子線描画を行なう。電子線描画のために基板にレジストを塗布した。ここではポジレジスト ZEP520A とシンナー ZEP-A を 1:1 で混合したものをポジレジストとして用いた。スピナーを用いて 1000 rpm で 5 秒、3000 rpm で 60 秒回転させ、ポジレジストを塗布した後、180℃に設定したオーブンで 20 分間ベイクした。ベイク後、一層目の描画と同様にエスパーサを塗布した。レジストを塗布した基板に、電子線描画装置によって絶縁層のパターンを描画した。描画条件を表 3.5 に示す。描画した基板を純水に浸してエスパーサを洗い流した後、現像液 ZED-N50 に 3 分 30 秒浸して現像した。

**(7) SiO<sub>2</sub> 成膜** (図 3.17 ⑩、⑪)

Py 薄膜とスピン波励起・検出アンテナを絶縁するため、基板上に膜厚 50 nm の SiO<sub>2</sub> をマグネトロンスパッタによって成膜した。成膜後、レジストと余分な SiO<sub>2</sub> を剥離した。

**(8) 電子線描画 (三・四層目)** (図 3.17 ⑬~⑮)

スピン波の励起・検出アンテナと Py 細線に電流を流す端子を作製するため、三・四層目の電子線描画を行なう。レジストはポジレジスト ZEP520A の原液を用い、スピナーを用いて 1000 rpm で 5 秒、3000 rpm で 120 秒回転させて塗布した後、180℃に加熱したオーブンで 30 分間ベイクした。ベイク後、スピナーを用いて 1000 rpm で 10 秒、1200 rpm で 30 秒回転させ、エスパーサを塗布した。描画時間の短縮のため、アンテナ部分の細かな描画と、電流端子や、プローバーの針をコンタクトするパッド部分のような大面積の描画を二回に分けて行なった。それぞれの描画条件を表 3.6 に示す。描画した基板を純水に浸してエスパーサを洗い流した後、現像液 ZED-N50 に 3 分 30 秒浸して現像した。

**(9) Ti/Au 成膜** (図 3.17 ⑯、⑰)

真空蒸着器により、基板上に Ti を 5 nm 成膜した後、Au を 110 nm 成膜した。蒸着後、レジストと余分な Ti/Au を剥離して、試料が完成した。

表 3.5: 電子線描画 (二層目) の描画条件。

加速電圧	80 kV
コンディションフィールド	1.2 mm, 240000 dot
電流量	500 pA
ドーズ時間	0.1 μs

表 3.6: 電子線描画 (三・四層目) の描画条件。

	微細部分 (三層目)	大面積部分 (四層目)
加速電圧	80 kV	80 kV
コンディションフィールド	150 μm, 20000 dot	600 μm, 60000 dot
電流量	200 pA	500 pA
ドーズ時間	0.5 μs	0.4 μs

### 3.2.3 高周波アンテナによる励起波数

励起されるスピン波の波数はアンテナの設計で決まる [90,91]。異なる波数のスピン波を励起するため、線幅の異なる三種類の高周波アンテナ（Aタイプ、Bタイプ、Cタイプ）を作製した。図 3.18(a)、3.19(a)、3.20(a) に高周波アンテナの走査型電子顕微鏡（SEM）画像を示す。スピン波の励起波数の分布幅を狭めるために、高周波アンテナはメアンダ構造とする。各線幅・距離の長さは表 3.7 に示す。ただし、 $l_S$  はシグナル線幅、 $l_G$  はグランド線幅、 $l_1$  はシグナル線・グランド線間の距離、 $l_2$  はグランド線間の距離を意味する。

図 3.18(b)、図 3.19(b)、3.20(b) に波数空間での電流密度分布を示す（計算の詳細は付録 B 参照） [90,91]。表 3.8 に、図 3.18(b)、図 3.19(b)、3.20(b) の各図で  $k_M$  で示した励起強度が最大（メインピーク）のスピン波の波数と、 $k_S$  で示した二番目に強く励起される（サテライトピーク）スピン波の波数を示す。図 3.18(b) から A タイプのメインピークの半値全幅は  $0.97 \mu\text{m}^{-1}$  と求められた。折り返しのない基本パターンをみの場合、励起波数の半値全幅は  $5.2 \mu\text{m}^{-1}$  と求められるので（付録 B 式 (B.1) より算出）、メアンダ構造にすることにより波数の分布幅が 20% 以下に抑えられていることがわかる。

表 3.7: メアンダ構造の各線幅の実測値 (unit: nm)。

	$l_S$	$l_G$	$l_1$	$l_2$
A タイプ	360	210	100	170
B タイプ	690	390	300	450
C タイプ	1370	720	590	910

表 3.8: 励起されるスピン波の波数 (unit:  $\mu\text{m}^{-1}$ )。

	$k_M$	$k_S$
A タイプ	8.2	3.0
B タイプ	3.7	1.5
C タイプ	1.9	0.81



Aタイプ

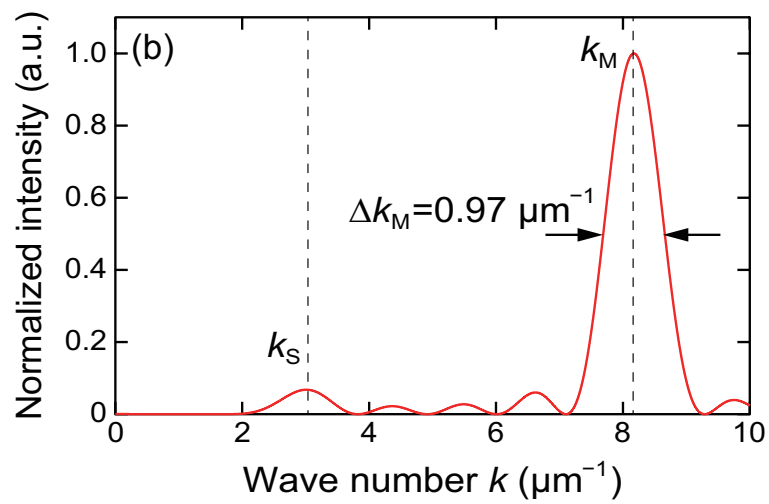
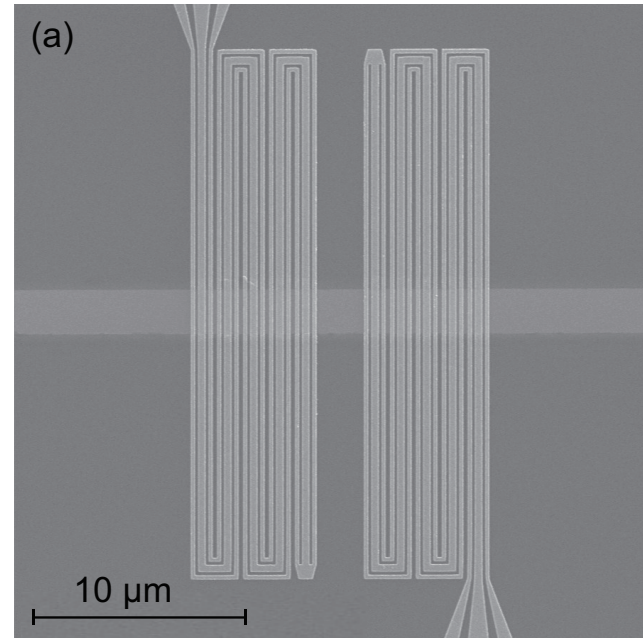


図 3.18: (a) A タイプの高周波アンテナの SEM 画像。(b) 高周波アンテナで励起されるスピン波の波数スペクトル。最大強度で規格化した。メインピークの半値幅は  $\Delta k_M = 0.97 \mu\text{m}^{-1}$  である。

Bタイプ

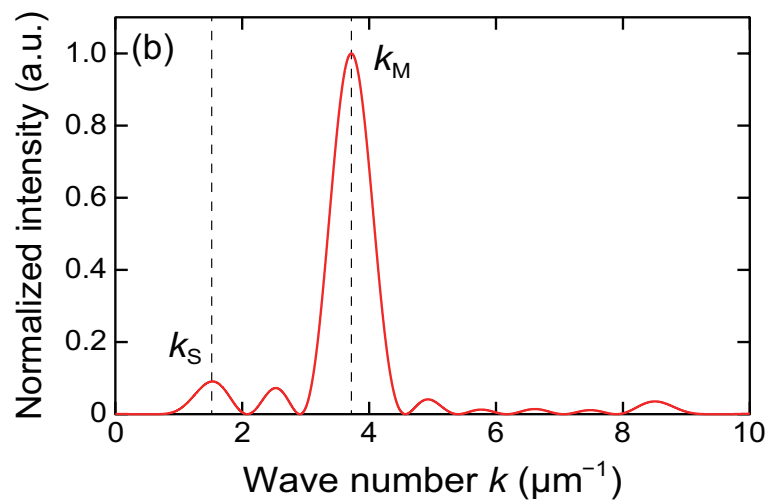
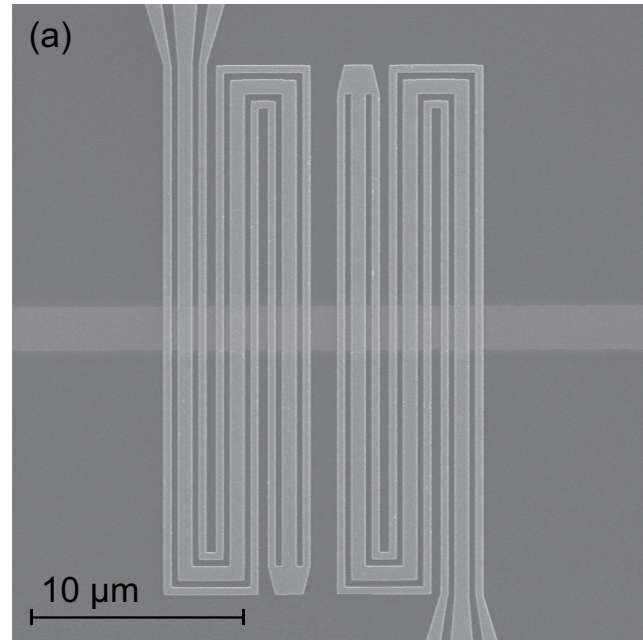


図 3.19: (a) B タイプの高周波アンテナの SEM 画像。(b) 高周波アンテナで励起されるスピン波の波数スペクトル。最大強度で規格化した。

Cタイプ

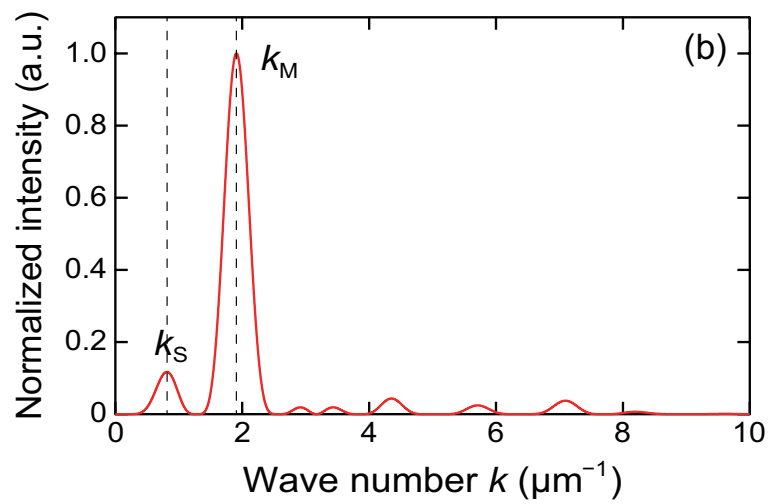
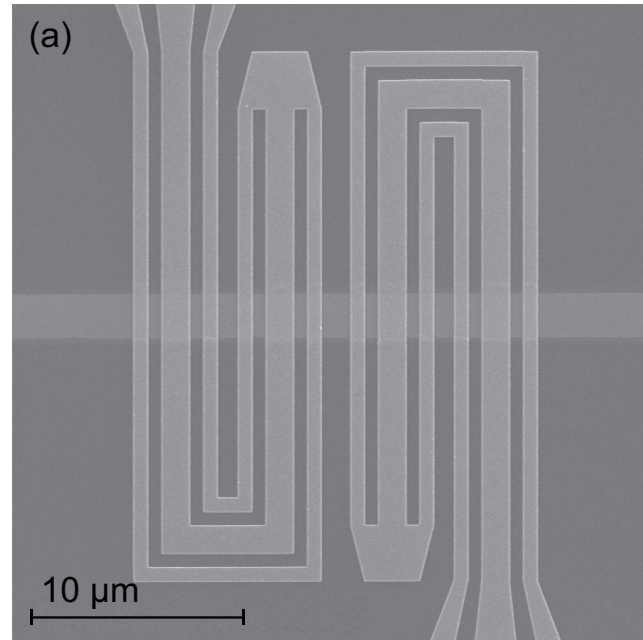


図 3.20: (a) C タイプの高周波アンテナの SEM 画像。(b) 高周波アンテナで励起されるスピン波の波数スペクトル。最大強度で規格化した。

### 3.2.4 測定方法

図3.21は測定系を示す。オレンジ色の四つの端子はPy細線に電流を流す電流端子、およびPy細線の電圧を測定するための電圧端子である。スピン波を励起するためのマイクロ波を印加する高周波アンテナを水色で示す。電流端子に直流電源を接続し、Py細線中に電流（電流密度  $j$ ）を流した。 $x$  方向に外部磁場  $H_{\text{ext}}$  を印加し、backward mode 配置とした。高周波アンテナ1、2にそれぞれベクトルネットワークアナライザー（Agilent, E8362C）のポート1、2を接続する。高周波アンテナにマイクロ波電圧が印加されると、高周波アンテナの周りに高周波磁場が発生し、Py細線中にスピン波が励起される。ベクトルネットワークアナライザーを用いて相互インダクタンス  $L_{ij}$  ( $i, j$ はポート番号) を測定した。測定回路によるバックグラウンドを除去するため、参照信号として  $H_{\text{ref}} = 2.5 \text{ kOe}$  の外部磁場を印加したときの相互インダクタンスを測定信号から差し引き、相互インダクタンス変化  $\Delta L_{ij} = L_{ij}(H) - L_{ij}(H_{\text{ref}} = 2.5 \text{ kOe})$  を評価した。

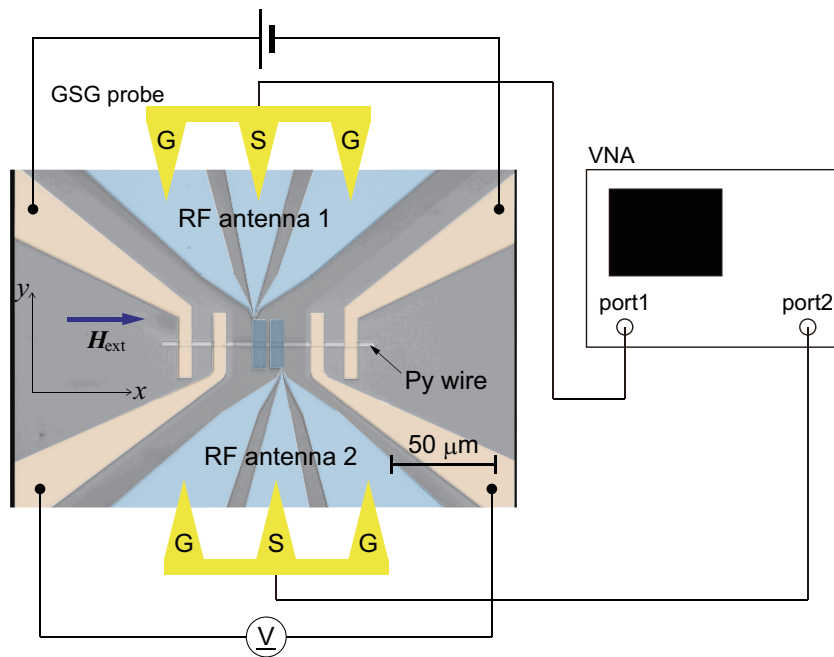


図 3.21: 試料の光学顕微鏡写真と測定系の概略図。直流端子（オレンジ色）に直流電源を接続し、Py細線に電流を流す。また、電圧計によりPy細線の電圧を測定する。G・S・Gで示した三角形は三端子GSGプローブの針を意味する。アンテナ1、2をそれぞれベクトルネットワークアナライザー（VNA）のポート1、2に接続し、アンテナ間の相互インダクタンスを測定する。

### 3.2.5 Py 細線における backward mode スピン波の伝搬

高周波アンテナで励起されるスピン波の伝搬特性を調べるために、高周波アンテナ A タイプ、Py 膜厚 190 nm の試料を用いて、電流を流さずに、外部磁場  $H_{\text{ext}}$  を 1.0 kOe から 2.4 kOe まで 0.1 kOe 間隔で掃引して相互インダクタンスを測定した。図 3.22 に測定したスペクトルを示す。各磁場で四つのスペクトル信号が現れ、赤・青矢印で示した二つのスペクトル信号は外部磁場に依存し、黒矢印で示した二つのスペクトル信号は外部磁場に依存しなかった。

図 3.23 は、図 3.22 の赤矢印と青矢印の共鳴周波数の外部磁場依存性を示す。ここで、図 3.22 の強度の大きいピーク（赤矢印）をメイン、強度の小さいピーク（青矢印）をサテライトとした。実験結果を backward mode の分散関係の式 (3.1) でフィッティングすると、それぞれの波数は  $k_M = 7.5 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $k_S = 1.3 \mu\text{m}^{-1}$  と求められた。フィッティングは実験結果を再現し、backward mode スピン波が伝搬することを意味するため、マイクロメートルオーダーの細線試料でも、backward mode スピン波の電気信号を検出できたことになる。

一方、図 3.23 の点線は 図 3.22 の外部磁場に依存しない黒矢印で示した二つのス

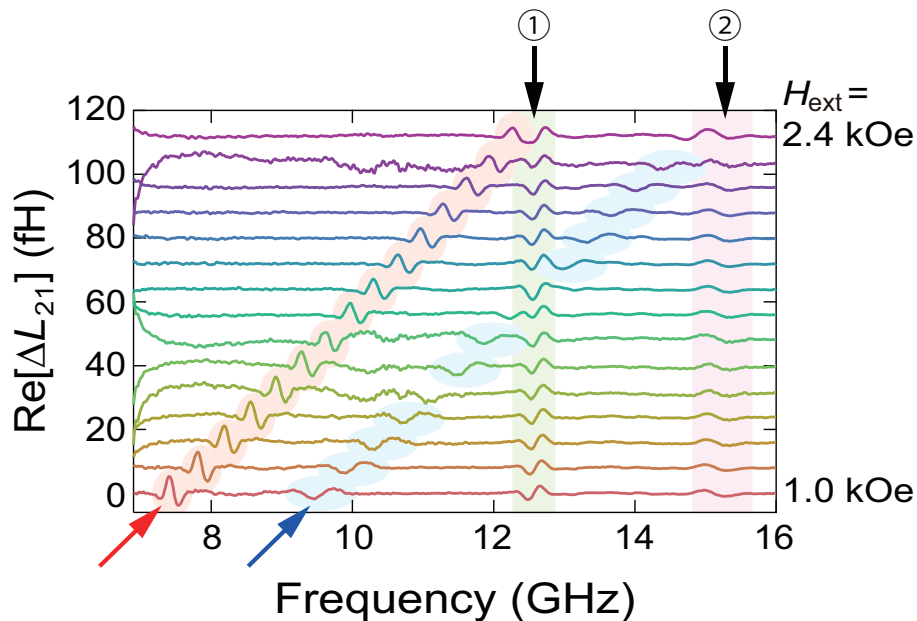


図 3.22: 各外部磁場で測定した相互インダクタンスの実部のスペクトル。外部磁場に依存する二つのスペクトル信号（赤矢印・青矢印）と、外部磁場に依存しない二つのスペクトル信号（黒矢印）が現れた。

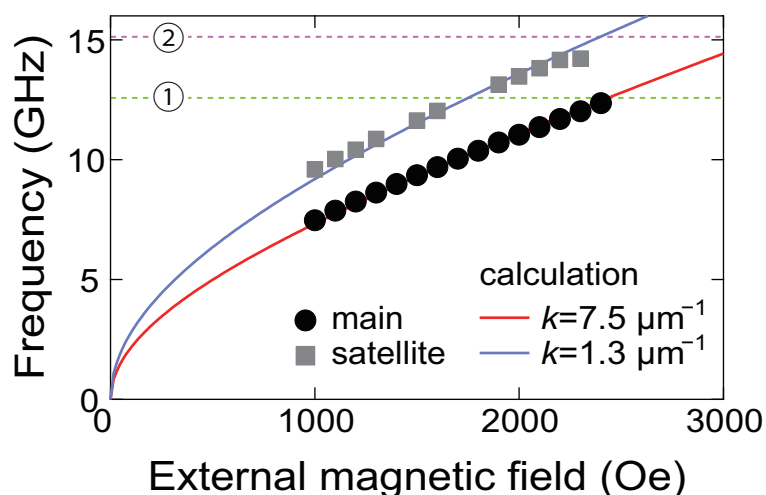


図 3.23: 共鳴周波数の磁場依存性。丸印と四角印は実験結果、実験はそのフィッティング結果を示す。backward mode スピン波の分散関係 (式 (3.1)) によるフィッティングから、メインピークとサテライトピークの波数はそれぞれ  $k_M = 7.5 \mu\text{m}^{-1}$ 、 $k_S = 1.3 \mu\text{m}^{-1}$  と算出でき、図 3.22 の赤・青矢印の共鳴信号は backward mode スピン波による信号であることが分かった。点線は図 3.22 の外部磁場に依存しない信号の周波数を示す。

ペクトル信号 ①、② の周波数を示している。二本の点線は、それぞれメインピークとサテライトピークのフィッティング曲線と外部磁場 2.5 kOe 近傍で交差することから、スペクトル信号 ①、② は、それぞれ参照磁場  $H_{\text{ref}} = 2.5 \text{ kOe}$  のスピン波共鳴のメインピークとサテライトピークである。それぞれスペクトルの形が backward mode スピン波のメインピークとサテライトピークの形を左右反転した形になっているが、これは解析の際に各外部磁場  $H_{\text{ext}}$  の信号から参照磁場  $H_{\text{ref}} = 2.5 \text{ kOe}$  の信号を差し引いたためである。

### 3.2.6 電流による backward mode スピン波の周波数シフト

前節で金属マイクロ細線でも backward mode スピン波の伝搬を電氣的に検出できることがわかった。次に、電流と backward mode スピン波の相互作用を調べるために、Py 細線に電流を印加し、スピン波共鳴周波数の電流変調を測定した。図 3.24(a) と (b) は、それぞれスピン波の伝搬方向をアンテナ 1 からアンテナ 2 に伝搬する方向、およびアンテナ 2 からアンテナ 1 に伝搬する方向に固定し、電流を流して測定した相互インダクタンスの実部を示す。高周波アンテナ A タイプ、Py 膜厚  $d = 190 \text{ nm}$  の試

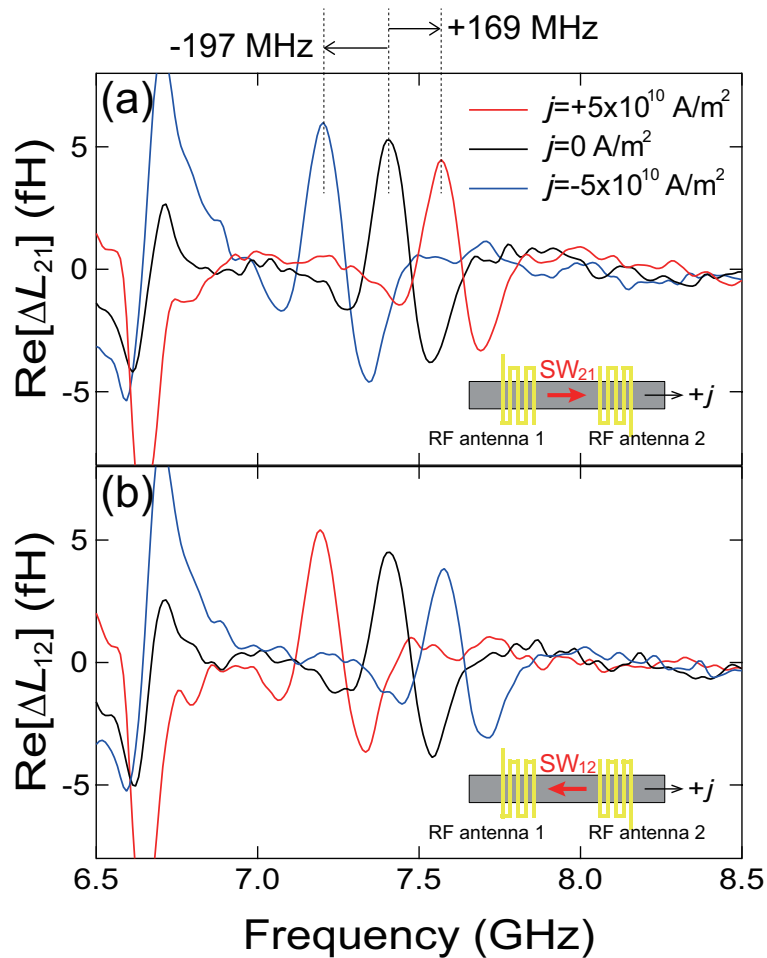


図 3.24: 相互インダクタンス変化の実部の測定結果。挿入図の赤矢印はスピン波 (SW) の伝搬方向を示す。電流を流すことでスピン波の共鳴周波数がシフトした。(a) 高周波アンテナ 1 でスピン波を励起し、高周波アンテナ 2 で検出したスピン波のスペクトル信号を示す。電流を流さない場合と比べて、電流密度  $j = +5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  を流したときには高周波側へ 169 MHz、 $j = -5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  を流したときには低周波側へ 197 MHz スペクトル信号がシフトした。(b) 高周波アンテナ 2 で励起し、高周波アンテナ 1 で検出したスピン波のスペクトル信号で、電流を流さない場合と比べて、電流密度  $j = +5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  を流したときには高周波側へ、 $j = -5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  を流したときには低周波側へスペクトル信号がシフトした。



料を用い、外部磁場は  $H = 1.0 \text{ kOe}$  とした。7.0 GHz から 8.0 GHz の間に現れたスペクトル信号は backward mode スピン波のメインピークの共鳴信号である。図 3.24(a) に示すように、電流を流さない場合のスペクトル信号に比べて、 $j = +5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  の電流密度<sup>\*2</sup>を流すとスペクトル信号が 169 MHz 高周波側へ、 $j = -5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  の電流密度を流すとスペクトル信号が 197 MHz 低周波側へシフトした。一方、図 3.24(b) にスピン波の伝搬方向を逆転したときの、アンテナ 2 からアンテナ 1 へ伝搬するスピン波のスペクトルの測定結果を示す。スピン波の伝搬方向を反転すると、 $j = +5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  の電流密度を流した場合には電流を流さない場合よりも低周波側へ、 $j = -5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  の電流密度を流した場合には高周波側へスペクトルがシフトし、シフトの向きが図 3.24(a) と逆向きになった。以上から次のことがわかる。

- (i) Backward mode スピン波の共鳴周波数は電流によって変調される。
- (ii) 外部磁場とスピン波伝搬方向を固定したとき、周波数シフトは電流の方向に依存する。
- (iii) 外部磁場と電流の方向を固定したとき、周波数シフトはスピン波の伝搬方向に依存する。

#### 電流を流さない場合の共鳴周波数からのシフト

スピン波の共鳴周波数のシフトについて詳しく調べるため、Py 細線に流す電流密度を掃引してスピン波の共鳴周波数のシフトを測定した。周波数シフト  $\Delta f_{ij}$  を、電流を流さない場合の共鳴周波数からの差として

$$\Delta f_{ij} = f_{ij}(j) - f_{ij}(j = 0 \text{ A/m}^2) \quad (3.8)$$

と定義する。図 3.25 は電流密度に対する  $\Delta f_{ij}$  の変化を示す。電流密度が増えると、周波数シフトの絶対値  $|\Delta f_{ij}|$  も大きくなることがわかる。このように電流密度に依存した周波数シフトが生じる要因として、伝導電子からスピン波の磁化に印加される STT によるスピン波 Doppler 効果と、Py 細線に流した電流による Joule 熱の効果の二点が挙げられる。それぞれによる周波数シフトを、 $\Delta f_{\text{STT}}$ 、 $\Delta f_{\text{heat}}$  と表すと、周波

<sup>\*2</sup>本論文では電流の単位として A (アンペア) を用いる。SI 単位系と cgs ガウス単位系の磁場  $\mathbf{H}$  と電流  $\mathbf{I}$  の関係は、SI 単位系では  $\oint \mathbf{H} ds = \mathbf{I}$ 、cgs ガウス単位系では  $\oint \mathbf{H} ds = (4\pi/c)\mathbf{I}$  である。c は光速を表す。SI 単位系と cgs ガウス単位系の磁場の換算は、 $1 \text{ A/m} = 4\pi \times 10^{-3} \text{ Oe}$  である。



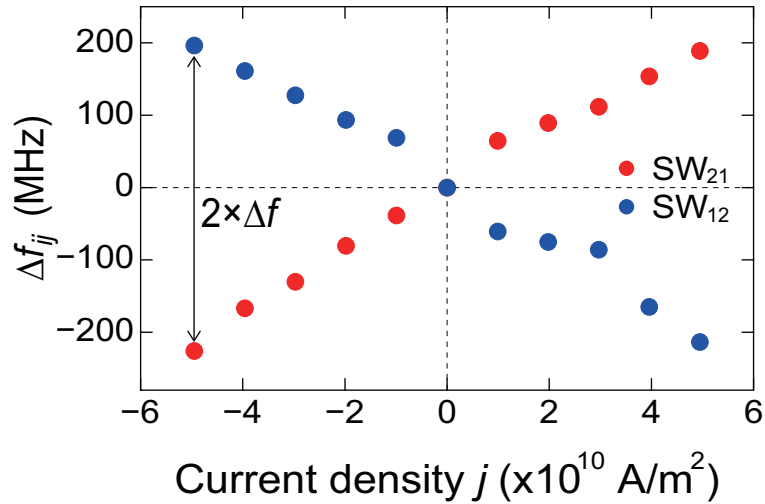


図 3.25: 周波数シフト  $\Delta f_{ij}$  の電流密度依存性。SW<sub>ij</sub> は高周波アンテナ  $j$  から高周波アンテナ  $i$  へ伝搬するスピン波を示す。 $\Delta f_{ij}$  は電流密度に依存し、電流密度の符号の反転で  $\Delta f_{ij}$  の符号も反転する。 $\Delta f_{ij}$  はスピン波の伝搬方向にも依存し、スピン波の伝搬方向を反転すると  $\Delta f_{ij}$  の符号も反転する。

数シフト  $\Delta f_{ij}$  は

$$\Delta f_{ij} = \Delta f_{\text{STT}} + \Delta f_{\text{heat}} \quad (3.9)$$

と表せる。STT の寄与を調べるためには、この二つの寄与を切り分ける必要がある。

### Joule 熱がスピン波周波数に与える寄与

Py 細線に発生する Joule 熱を評価するために、Py 細線の抵抗を調べた。なぜなら、一般に物体の温度が上昇すると抵抗が増加するためである。図 3.21 に示すように、Py 細線に電圧計を接続し、測定した電圧と Py 細線に流した電流から抵抗を算出したところ、抵抗の変化は図 3.26 のようになった。電流密度の絶対値が大きくなると抵抗が大きくなっていることから、Py 細線には電流の方向に依存しない温度上昇があることがわかる。

磁性体の温度が上昇すると、磁化の揺らぎが大きくなるため、飽和磁化が減少する。スピン波の分散関係（式 (3.1)）からわかるように、飽和磁化が減少するとスピン波の共鳴周波数は低下するので、磁性体に電流を流すと、電流の方向に依存しない周波数の低下が現れる。確かに、実験結果を見てみると、図 3.25 の SW<sub>21</sub> で、 $j = +5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  のときは  $\Delta f_{21} = 189 \text{ MHz}$ 、 $j = -5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  のときは  $\Delta f_{21} = -226 \text{ MHz}$  であり、電流を流していないときからのシフトの絶対値が等しくない。一

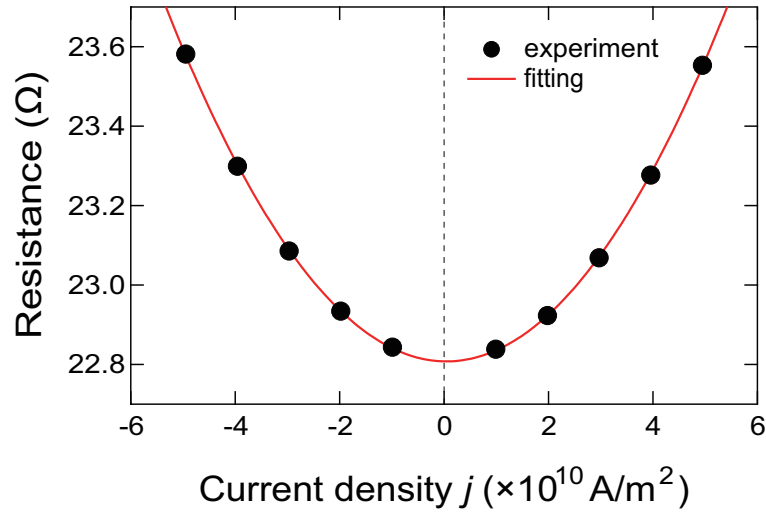


図 3.26: Py 細線の抵抗の電流密度依存性。黒丸は実験値、赤線はフィッティングを示す。抵抗は電流密度に依存して変化した。抵抗の上昇は、Joule 熱による Py 細線の温度上昇を反映する。

方、第 2 章 3 節の STT によるスピン波周波数シフトの理論から、STT による周波数シフトは電流密度に比例するので、 $|\Delta f_{ij}(+j)| \neq |\Delta f_{ij}(-j)|$  となるのは、電流密度に比例する STT による周波数シフト  $\Delta f_{\text{STT}}$  の寄与の他に、電流密度の絶対値に依存する Joule 熱による周波数シフト  $\Delta f_{\text{heat}}$  の寄与が含まれることを示している。STT によるスピン波の周波数シフトを考えるためには、周波数シフト  $\Delta f_{ij}$  から電流密度に比例する成分と、電流密度の方向に依らない成分に分けて考えなければならない。

### 3.2.7 周波数シフトの外部条件に対する応答

Joule 熱はスピン波の伝搬方向に依らないが、第 2 章 3 節で述べたように、STT による周波数シフト  $\Delta f_{\text{STT}}$  はスピン波の波数  $k$ 、すなわちスピン波の伝搬方向に依存する。この特性を利用すると、同じ電流密度  $j$  に対して、伝搬方向が逆向きである  $\text{SW}_{21}$  と  $\text{SW}_{12}$  を比べたときに、

$$\Delta f_{\text{STT}}(\text{SW}_{21}) = -\Delta f_{\text{STT}}(\text{SW}_{12}),$$

$$\Delta f_{\text{heat}}(\text{SW}_{21}) = \Delta f_{\text{heat}}(\text{SW}_{12})$$

となる。SW<sub>21</sub> と SW<sub>12</sub> の周波数シフトの差

$$\Delta f = \frac{\Delta f_{21} - \Delta f_{12}}{2} \quad (3.10)$$

を改めて周波数シフト  $\Delta f$  と定義すると（図 3.25 参照）、Joule 熱による周波数シフトをキャンセルできる。スピン波の共鳴周波数に対する STT の寄与について詳しく調べるため、周波数シフト  $\Delta f$  の外部磁場依存性、膜厚依存性、波数依存性を調べた。

### (1) 外部磁場依存性

図 3.27(a) に、高周波アンテナ A タイプ、Py 膜厚 190 nm の試料に、+1.0 kOe と -1.0 kOe の外部磁場を印加したときの周波数シフト  $\Delta f$  を示す。周波数シフト  $\Delta f$  は電流密度に比例し、磁場方向を反転しても周波数シフトに変化は見られなかった。外部磁場の向きを反転すると磁化の向きも反転するので、表 3.9 に示すように、backward mode スピン波の伝搬には四通りの配置関係がある。磁場を反転しても周波数シフト  $\Delta f$  に変化が生じないことから、スピン波の磁化と波数ベクトルの相対方向は周波数シフトには寄与しないことがわかった。

高周波アンテナ A タイプ、Py 膜厚 190 nm の試料を用いて、外部磁場  $H_{\text{ext}}$  を 1.0 kOe から 2.4 kOe まで変化させて周波数シフト  $\Delta f$  の電流密度依存性を測定した。図 3.27(b) に結果を示す。どの大きさの外部磁場を印加した場合でも周波数シフト  $\Delta f$  は電流密度に比例し、外部磁場が大きい方が周波数シフト  $\Delta f$  が小さくなった。

表 3.9: Backward mode スピン波の磁化  $\mathbf{M}$  と波数ベクトル  $\mathbf{k}$  の配置関係。

	SW <sub>21</sub>	SW <sub>12</sub>
$H_{\text{ext}} > 0$		
$H_{\text{ext}} < 0$		

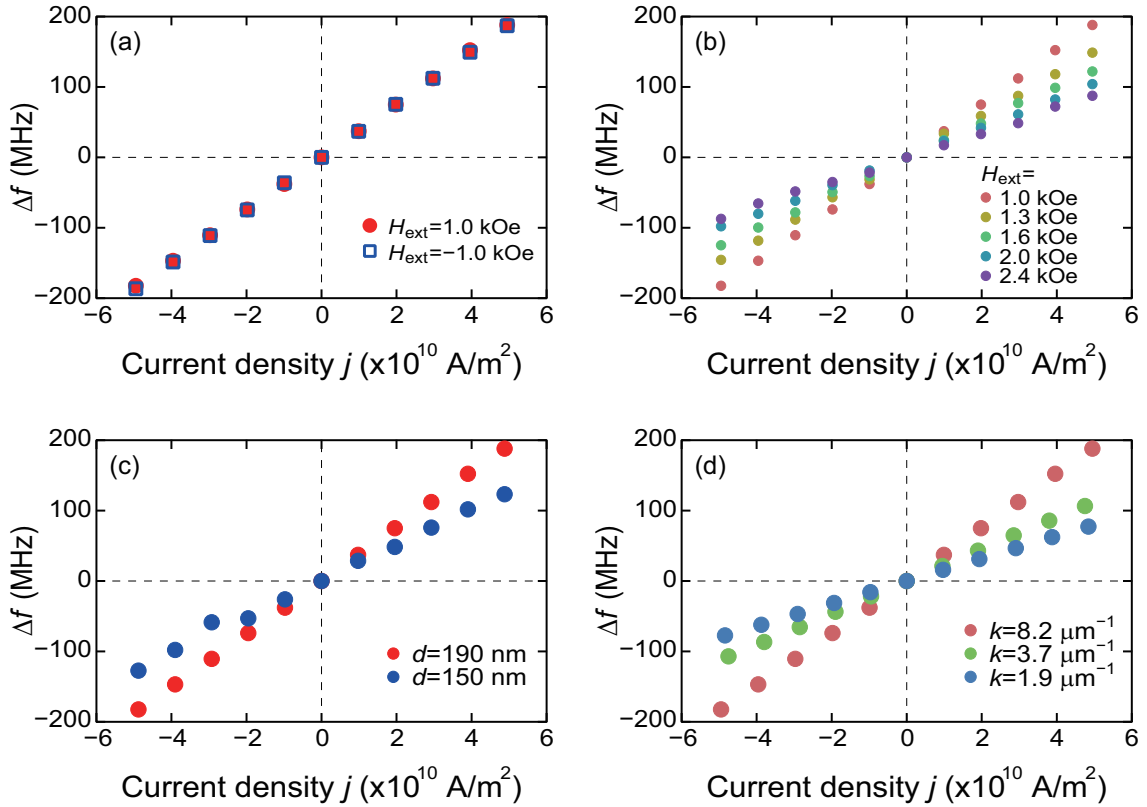


図 3.27: (a) 外部磁場  $H_{\text{ext}} = \pm 1.0$  kOe を印加したときの周波数シフト  $\Delta f$  の電流密度依存性。両者で  $\Delta f$  に差は生じず、 $\Delta f$  は外部磁場の印加方向に依存しない。試料は、高周波アンテナ A タイプ、膜厚  $d = 190$  nm のものを用いた。(b) 各外部磁場における周波数シフト  $\Delta f$  の電流密度依存性。外部磁場が大きいくほど、 $\Delta f$  が小さい。高周波アンテナ A タイプ、膜厚  $d = 190$  nm の試料を用いた。(c) 試料膜厚を変えたときの周波数シフト  $\Delta f$  の電流密度依存性。膜厚の厚い試料の方が、 $\Delta f$  が大きくなる。高周波アンテナ A タイプの試料を用い、外部磁場  $H_{\text{ext}} = 1.0$  kOe を印加した。(d) 各波数のスピン波に対する周波数シフト  $\Delta f$  の電流密度依存性。波数が大きいくほど、 $\Delta f$  が大きくなる。膜厚  $d = 190$  nm の試料を用い、外部磁場  $H_{\text{ext}} = 1.0$  kOe を印加した。

## (2) 膜厚依存性

外部磁場を  $H_{\text{ext}} = 1.0 \text{ kOe}$  に固定し、高周波アンテナ A タイプ、Py 膜厚 190 nm と 150 nm の試料について、それぞれスピン波の共鳴周波数を測定した。図 3.27(c) に各試料膜厚での周波数シフト  $\Delta f$  の電流密度依存性を示す。膜厚が大きくなると、周波数シフト  $\Delta f$  が大きくなった。

## (3) 波数依存性

外部磁場を  $H_{\text{ext}} = 1.0 \text{ kOe}$  に固定し、Py 膜厚 190 nm の試料について、高周波アンテナ A、B、C の三タイプの試料を用いて、それぞれの試料でメインピークのスピン波の共鳴周波数を測定した。それぞれで励起するスピン波の波数は表 3.8 に示した。図 3.27(d) に周波数シフト  $\Delta f$  の電流密度依存性を示す。波数が大きい方が、周波数シフト  $\Delta f$  が大きくなった。

以上からわかった周波数シフト  $\Delta f$  の外部条件に対する依存性をまとめ、表 3.10 に示す。

表 3.10: 外部条件に対する周波数シフトの依存性。

	周波数シフトの依存性
外部磁場の印加方向	依存しない。
外部磁場の大きさ	依存する。 外部磁場が大きいほど周波数シフト $\Delta f$ は小さい。
試料膜厚	依存する。 試料膜厚 $d$ が大きいほど周波数シフト $\Delta f$ は大きい。
スピン波の波数	依存する。 スピン波の波数 $k$ が大きいほど周波数シフト $\Delta f$ は大きい。

### 3.2.8 周波数シフトの考察

これらの依存性から周波数シフトについて考察する。第2章3節で述べたように、STTによるスピン波のDopplerシフトは

$$\Delta f_{\text{STT}} = -\frac{1}{2\pi} \frac{P\mu_B}{eM_s} \mathbf{j} \cdot \mathbf{k} \quad (3.11)$$

と書ける [15,22]。つまり、スピン波のDopplerシフト  $\Delta f_{\text{STT}}$  はスピン波の波数と電流密度に比例する。図3.28は、スピン波の波数に対する図3.27(d)の各グラフの傾き  $\Delta f/j$  を示す。図3.28から

$$\frac{\Delta f}{j \cdot k} = 5.0 \times 10^{-10} \text{ Hz} \cdot \text{m}^3/\text{A}$$

と求められる。この値と式(3.11)からスピン偏極率  $P$  を求めると  $P = 43 > 1$  となり不自然であるため、STTによるDopplerシフト以外の付加的な寄与  $\Delta f_{\text{add}}$  があることが示唆される。さらに、 $\Delta f_{\text{add}}$  によって巨大な周波数シフトが発現している可能性がある。これには以下の理由がある。式(3.11)には外部磁場  $H_{\text{ext}}$  や膜厚  $d$  は含まれ

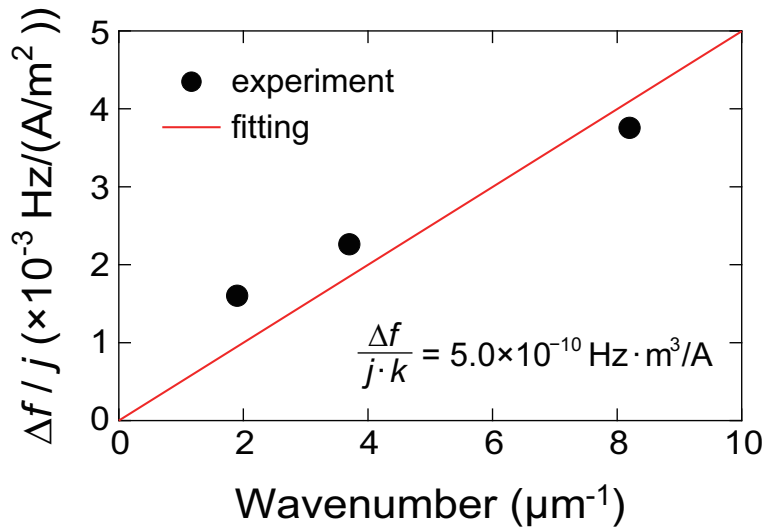


図 3.28:  $\Delta f/j$  の波数依存性。赤線は一次関数によるフィッティング結果を示し、傾きは  $\Delta f/j \cdot k = 5.0 \times 10^{-10} \text{ Hz} \cdot \text{m}^3/\text{A}$  となった。 $\Delta f/j$  は波数に比例するが、グラフの傾きと式(3.11)からスピン偏極率  $P$  を求めると  $P > 1$  となり不自然であることから、 $\Delta f$  にはスピン波 Doppler シフトの他に付加的な寄与が含まれ、付加的な寄与が周波数シフトを増大させている可能性がある。

ない。一方、実験から検出された  $\Delta f$  は外部磁場や膜厚に依存するため、STT の寄与の他にも、付加的な寄与を考えなければならないことになる。そこで、 $\Delta f$  は STT による Doppler シフトと付加的な寄与の合計として

$$\Delta f = \Delta f_{\text{STT}} + \Delta f_{\text{add}} \quad (3.12)$$

と表す。

### 巨大周波数シフトへの付加的な物理原因に対する考察

第 1 章 2 節で述べたように、スピン波 Doppler シフトに対する STT 以外の付加的な寄与は、Haider らの行なった surface mode スピン波の実験でも報告されている [17]。Surface mode スピン波は磁性体内での空間存在分布が伝搬方向に依存するため (surface mode の非相反性)、電流により誘起される Oersted 磁場によって磁性体の内部磁場が不均一になると、伝搬方向によって異なる内部磁場が印加されることになり、異なる共鳴周波数のスピン波として伝搬する (図 1.5 参照)。これにより付加的な周波数シフトが生じるとみなすことができる。

そこで、Py 細線内に発生する Oersted 磁場の寄与を考察するために micromagnetic simulation を行なって、Oersted 磁場の空間分布を計算した。図 3.29 は実験で用いたサイズの試料内部での Oersted 磁場の空間分布を示す。Py 細線内の Oersted 磁場は細線の長手方向に直交する方向に、最大で 100 Oe 発生しており、細線長手方向に印加している 1 kOe の外部磁場に対して、その約 10 % もの Oersted 磁場が発生している。

磁化に印加される有効磁場は外部磁場と Py 細線内に発生する Oersted 磁場との合成になるため、Py 細線内の磁化が Oersted 磁場によって細線長手方向から線幅方向へ傾く。磁化が線幅方向に成分を持ち、スピン波に surface mode 成分が生じる。スピン波は backward mode と surface mode の合成になり、波数ベクトルが変化する。図 3.30(a) にスピン波の分散関係を示す。スピン波は波数ベクトルに依存した異方的な分散関係を持つため、純粋な backward mode (図 3.30(a) の白矢印) と比べると、surface mode 成分が含まれることにより (図 3.30(a) の黒矢印) 共鳴周波数が高周波側へシフトする。このことを図 3.30(b) を使って論述する。

図 3.30(b) は backward mode と surface mode の分散関係を示し、両成分が混合したモードの分散関係は backward mode と surface mode の間に存在する。電流が流れていない場合は Oersted 磁場がゼロなので、純粋な backward mode が励起される (図

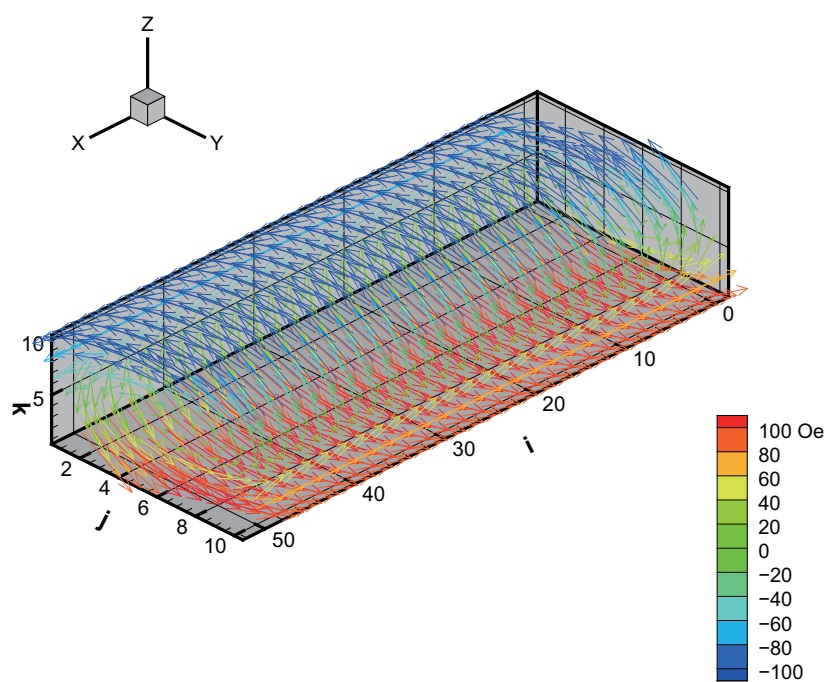


図 3.29: Micromagnetic simulation により Ampere の法則から計算した Py 細線内に発生する Oersted 磁場の分布。細線長手方向と直交する方向に、最大 100 Oe の Oersted 磁場が発生する。



3.30(b) 中の黄色星印) が、電流が流れることにより Oersted 磁場が発生し、surface mode 成分が生じると、共鳴周波数は青線よりも高周波側へシフトする。さらに、外部磁場  $H_{\text{ext}}$  と直交して Oersted 磁場  $H_{\text{Oe}}$  が発生することで、スピン波に印加される有効磁場の大きさは  $\sqrt{H_{\text{ext}}^2 + H_{\text{Oe}}^2}$  となり、外部磁場  $H_{\text{ext}}$  のみよりも大きくなる。スピン波の分散関係は有効磁場に依存し、有効磁場の大きさが大きいほど高周波側へシフトするので (第 2 章式 (2.34) 参照)、図 3.30(b) の挿入図に示すように  $H_{\text{ext}} + H_{\text{Oe}}$  が印加された場合の分散関係は  $H_{\text{ext}}$  の場合の分散関係よりも高周波側へシフトする。すなわち、Py 細線内に発生する Oersted 磁場により

1. Surface mode 成分が発生することにより、分散関係が変化する
2. 有効磁場の大きさが大きくなる

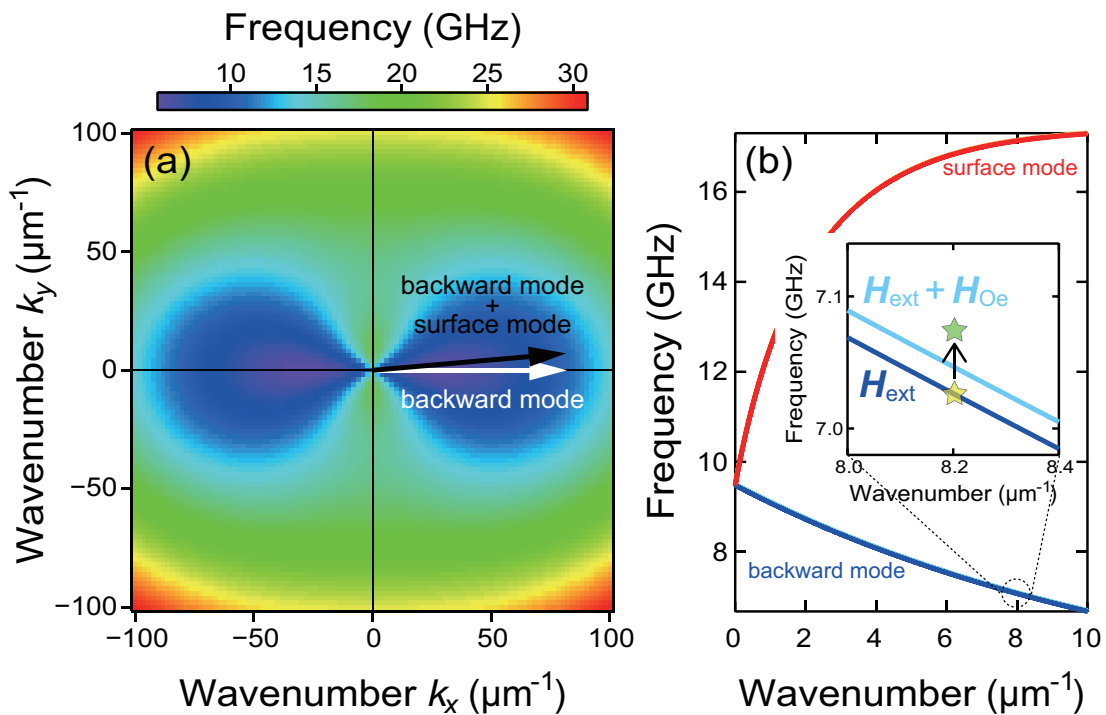


図 3.30: (a) スピン波の分散関係。白矢印は純粋な backward mode の分散関係を示す。スピン波が backward mode と surface mode の合成になると、黒矢印で示すように分散関係が変化する。(b) 外部磁場  $H_{\text{ext}}$  のみがスピン波に印加される場合と、外部磁場  $H_{\text{ext}}$  と Oersted 磁場  $H_{\text{Oe}}$  の合成がスピン波に印加される場合の各モードの分散関係。磁場の大きさはそれぞれ、外部磁場を 1.0 kOe、Oersted 磁場を 100 Oe として計算した。

という二つの要因により、スピン波の共鳴周波数は図 3.30(b) 中の黄色星印から緑色星印へシフトする。

しかし、図 3.30(a) の分散関係からわかるように、surface mode 成分が波数空間において正の方向に成分を持つ場合（図 3.30(a) で黒矢印が第 1 象限にある場合）と負の方向に成分を持つ場合（図 3.30(a) で黒矢印が第 4 象限にある場合）のどちらにおいても、分散関係は高周波側へシフトする。この効果は電流密度の正負に依存しないため、実験で得られた低周波側への周波数シフトを説明できない。したがって、backward mode スピン波の巨大な周波数シフトには、分散関係の変化は寄与していないことがわかった。

このように分散関係からの単純な考察では、電流による backward mode スピン波の周波数シフトは説明できないので、micromagnetic simulation を行なって Oersted 磁場の影響を詳細に調べた。図 3.31 に示した計算モデルを用いて、電流を印加したときの backward mode スピン波の周波数を計算した。

#### 計算モデル

計算での各パラメータは、Py 細線の膜厚  $d = 200 \text{ nm}$ 、スピン波の波数  $k = 1.6 \mu\text{m}^{-1}$ 、Gilbert damping 定数  $\alpha = 0.01$ 、スピン分極率  $P = 0.7$ 、飽和磁化  $M_s = 800 \text{ emu/cm}^3$ 、交換定数  $A = 1.0 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 、外部磁場  $H = 1.0 \text{ kOe}$  である。セルサイズは細線長手方向に  $20 \text{ nm}$ 、線幅方向に  $2 \mu\text{m}$  とした。ここで、実験的には二つの Oersted 磁場が存在し、励起アンテナの作る高周波磁場と、Py 細線中に印加された電流の作る Oersted 磁場があることに注意する。アンテナの作る磁場は Ampere の法則から計算

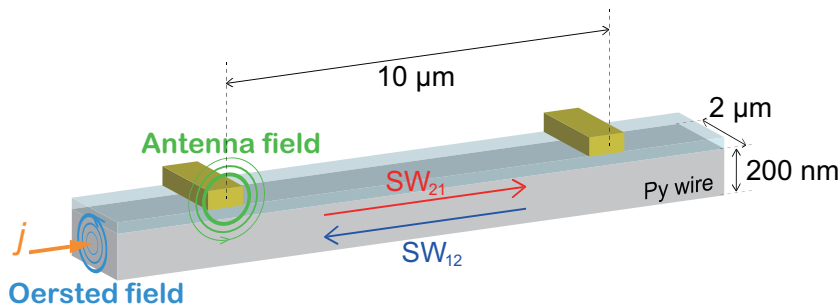


図 3.31: Micromagnetic simulation の計算モデル。Py 細線は線幅  $w = 2 \mu\text{m}$ 、膜厚  $d = 200 \text{ nm}$  とし、アンテナの中心間距離は  $10 \mu\text{m}$  とする。アンテナ磁場と Oersted 磁場はそれぞれ Ampere の法則から計算する。

表 3.11: Micromagnetic simulation の計算条件。

条件	膜厚方向のセル数 $N$	STT (断熱項)	アンテナ磁場	非断熱項	Oersted 磁場
1	1	あり	なし	あり	なし
2	10	あり	あり	あり	なし
3	10	あり	あり	なし	あり
4	10	なし	なし	なし	あり

でき、アンテナに流れる最大電流密度を  $j_{\text{ant}} = 1.0 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$  とすると、アンテナの作る磁場の最大値は 40 Oe と求められる。

#### 異なる計算条件による周波数シフト

表 3.11 に示す 4 つの条件でシミュレーションを行なった。ここで、アンテナの作る高周波磁場と Py 細線に流れる電流の周りに発生する Oersted 磁場の二つの Oersted 磁場の混同を避けるため、前者をアンテナ磁場、後者を Oersted 磁場と呼ぶことにする。

##### (1) 条件 1 :

表 3.11 条件 1 の計算結果を図 3.32(a) に示す。実線で示した理論値は、式 (3.11) から計算した結果を示す。グラフの傾きは

$$\frac{\Delta f}{j \cdot k} = 1.1 \times 10^{-11} \text{ Hz} \cdot \text{m}^3 / \text{A}$$

となったが、実験では  $\Delta f / j \cdot k = 5.0 \times 10^{-10} \text{ Hz} \cdot \text{m}^3 / \text{A}$  であるので、グラフの傾きは 2 桁異なり、STT の寄与のみでは実験結果の巨大な周波数シフトを再現できなかった。

##### (2) 条件 2 :

膜厚方向のセル数を  $N = 10$  に増やし、膜厚方向のアンテナ磁場の分布を考慮して計算した。図 3.32(b) に結果を示す。グラフの傾きは

$$\frac{\Delta f}{j \cdot k} = 1.1 \times 10^{-11} \text{ Hz} \cdot \text{m}^3 / \text{A}$$

で、アンテナ磁場の分布を含めないで計算した図 3.32(a) の結果と変わらず、実験結果の再現はできなかった。また、非断熱トルクの大きさを決める  $\beta$  を変化させて計

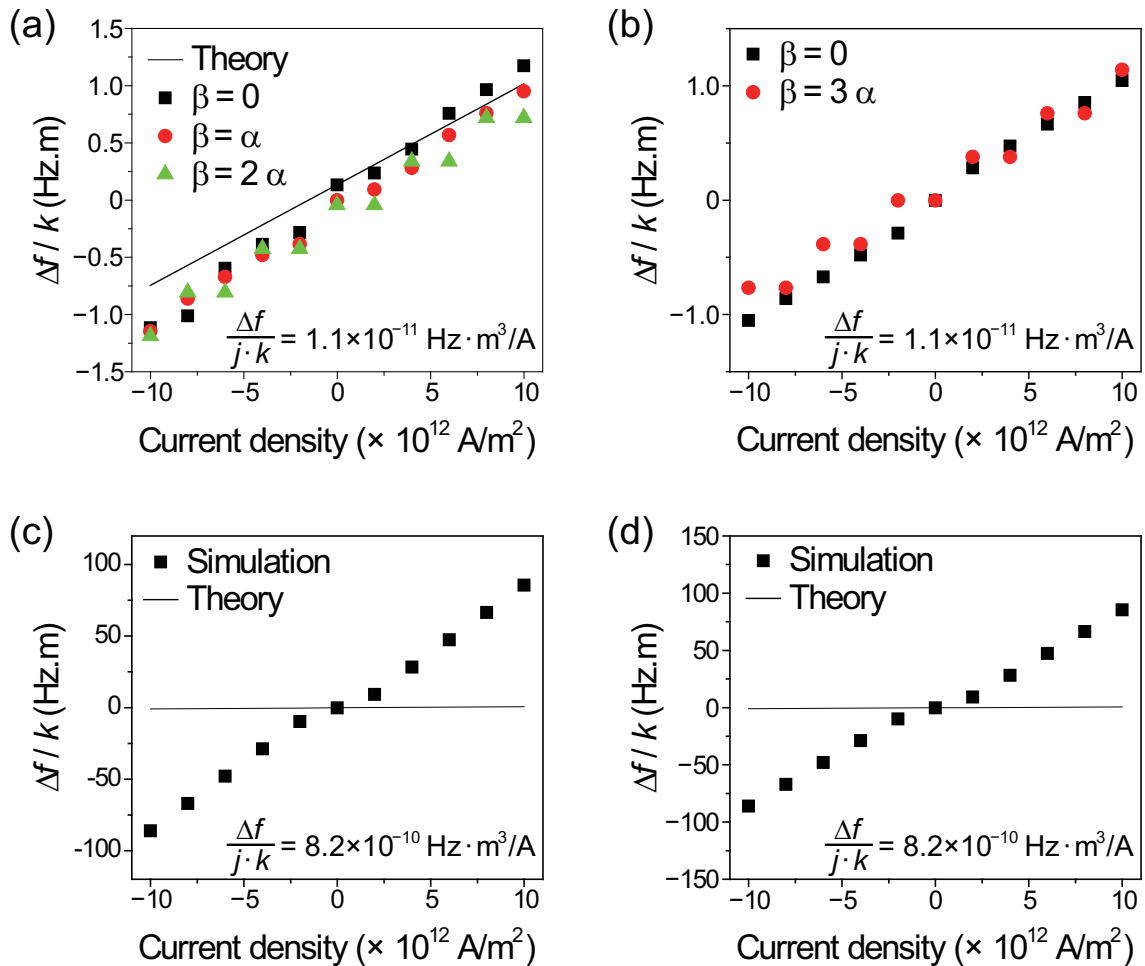


図 3.32: Micromagnetic simulation の計算結果。(a) から (d) はそれぞれ条件 1 から 4 の計算結果に対応する。 $\beta$  は STT の断熱項に対する非断熱項の大きさを表す係数で、 $\beta$  が大きいほど、スピン波に非断熱項が大きく寄与していることを示す。 $\Delta f/j \cdot k$  は各グラフの傾きを示す。(a)(b) と (c)(d) を比べると、Oersted 磁場を含めるか否かで  $\Delta f/k$  に約 100 倍の違いが生じており、STT の断熱項・非断熱項およびアンテナ磁場よりも、Oersted 磁場の寄与が支配的である。

算しても、 $\Delta f/k$  の電流密度依存性に差は生じなかったため、非断熱トルクの寄与は巨大シフトの主要因ではない。

**(3) 条件 3 :**

非断熱項の寄与をなくし、Oersted 磁場の寄与を含めて計算した。図 3.32(c) に結果を示す。グラフの傾きは

$$\frac{\Delta f}{j \cdot k} = 8.2 \times 10^{-10} \text{ Hz} \cdot \text{m}^3 / \text{A}$$

となり、実験結果と同じオーダーになった。このことから、Oersted 磁場の寄与を含めると、実験結果に近い巨大な周波数シフトが発現することがわかった。

**(4) 条件 4 :**

Oersted 磁場以外の寄与をなくして計算したところ、図 3.32(d) に示すように、Oersted 磁場以外の寄与をゼロにしても、周波数の巨大シフトが再現された。このことから、電流による backward mode スピン波の周波数の巨大シフトには、Oersted 磁場が支配的に作用していることが明らかになった。

上記のシミュレーション結果から巨大周波数シフトの物理的な原因を再度考察する。Oersted 磁場が支配的であることがわかったが、前節で Oersted 磁場によるモードの混合がスピン波共鳴周波数の変化が原因でないことを確認していた。そのため、主要因となるメカニズムが他にあることになる。

ここで、図 3.27(b) において、外部磁場が大きくなるほど周波数シフトが減少することに注目する。どの外部磁場を印加した場合でも Py 細線には同じ電流密度を流しているため、発生する Oersted 磁場は等しい。磁化に印加される有効磁場は外部磁場と Oersted 磁場の合成なので、外部磁場が大きくなると有効磁場と外部磁場のなす角は減少する。すると、スピン波における surface mode 成分が減少する。図 3.27(b) で外部磁場を大きくすると周波数シフトが減少することは、周波数シフトに surface mode 成分が寄与していることを示唆する。前節の考察では、励起される共鳴周波数の変化を考慮したが、surface mode の寄与による非相反性を考慮していなかった。第 1 章 2 節で述べたように、surface mode スピン波は伝搬方向によって伝搬領域が試料の上面か下面に偏る。図 3.33(a)(b) に、一様な磁場が印加されているときの surface mode スピン波の伝搬領域の偏りの概念図を示す。図 3.33(a) は、 $-y$  方向に一様な磁場を印加した場合のスピン波伝搬領域を示す。 $k > 0$  のスピン波の伝搬領域は Py 細

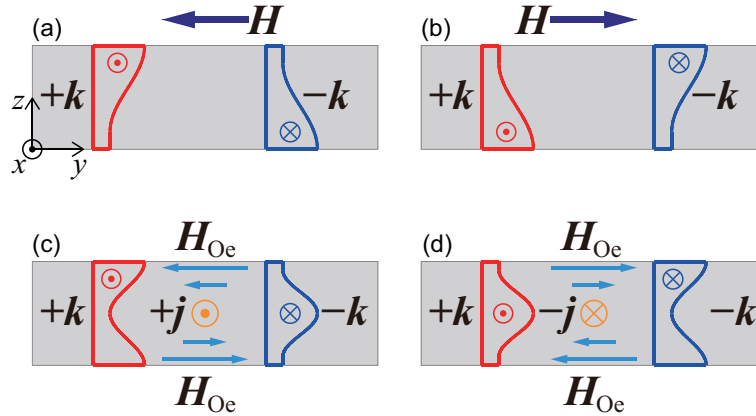


図 3.33: Surface mode の非相反性による伝搬領域の偏りを示す概念図。灰色の長方形は Py 細線の断面図を表し、赤・青の図形はそれぞれ  $k > 0$ 、 $k < 0$  のスピン波の伝搬領域の偏りを示す。(a)  $-y$  方向に一律な磁場が印加された場合と、(b)  $+y$  方向に一律な磁場が印加された場合で、スピン波の伝搬方向の偏り方は、波数ベクトル  $\mathbf{k}$  の向きと磁場印加方向に依存する。(c)  $+x$  方向に電流を流した場合、Py 細線上面では  $-y$  方向に、下面では  $+y$  方向に Oersted 磁場が発生し、(d)  $-x$  方向に電流を流した場合、Py 細線上面では  $+y$  方向に、下面では  $-y$  方向に Oersted 磁場が発生するため、スピン波伝搬領域の偏り方は一律な磁場が印加された場合よりも複雑になる。

線の上面に、 $k < 0$  のスピン波の伝搬領域は下面に偏っており、スピン波の伝搬方向を反転させると伝搬領域の上下が反転する。図 3.33(b) は、 $+y$  方向に一律な磁場を印加した場合で、磁場の印加方向を反転させると伝搬領域の偏り方が反転する。一方、図 3.33(c)(d) は Py 細線に電流を流し、その周りに発生する Oersted 磁場によって偏るスピン波の伝搬領域を示す。図 3.33(c) は  $+x$  方向に電流を流した場合で、Py 細線上面では  $-y$  方向に、下面では  $+y$  方向に Oersted 磁場が発生するので、伝搬領域の偏り方は試料上面では図 3.33(a)、下面では図 3.33(b) のようになる。また、図 3.33(d) は  $-x$  方向に電流を流した場合で、Oersted 磁場の方向が反転するので、スピン波の偏り方は試料上面では図 3.33(b)、下面では図 3.33(a) のようになる。これらは試料内の Oersted 磁場の分布を無視し、試料上面と下面でそれぞれ一律な磁場を仮定しているが、実際には図 3.29 に示すように、Oersted 磁場は試料表面で最大になるように分布しており、スピン波の伝搬領域の偏りはより複雑になることが予想される。しかし、Oersted 磁場分布の複雑さを考慮しても、有効磁場の大きさが外部磁場の大きさより小さくなることはないので、分散関係が純粋な backward mode スピン波よりも低周波側へシフトすることはない。

以上の考察から、スピン波共鳴周波数が低周波側へシフトするメカニズムは現段

階では不明ではあるが、シミュレーションからは膜厚方向の Oersted 磁場分布の寄与が支配的であることがわかったので、今後は実験的にも膜厚方向の寄与を調べていく必要がある。Py 細線に電流を流すと、試料膜面の上下で互いに逆向きの Oersted 磁場が印加されるため、試料内の磁化は膜厚方向に沿って面内でねじれる構造をとると考えられる。今回の実験では、この膜厚方向の磁化のねじれ構造が backward mode スピン波の分散関係を変調する可能性が考えられるので、磁化のねじれと電流の相互作用を調べ、backward mode スピン波の巨大シフトのメカニズムを解明することが今後の課題である。また、純粋に STT の寄与のみを評価し、電子スピンと backward mode との相互作用に関する考察を深める必要があるが、現段階では Oersted 磁場も STT の寄与も電流密度に比例するため、これらの効果を切り分けることが困難である。Backward mode スピン波の巨大シフトのメカニズムを解明できれば、これらの効果の切り分けの糸口も期待できる。

### 3.2.9 まとめ

前節で確立した金属中を伝搬する backward mode スピン波の検出手法を用いて、微細加工した線幅  $2\ \mu\text{m}$  の Py 細線でも backward mode スピン波の伝搬信号を電氣的に測定することに成功した。Backward mode スピン波に電流を流したところ、共鳴周波数が変調され、世界で初めて電流による backward mode スピン波の周波数変調の観測に成功した。膜厚  $d = 190\ \text{nm}$  の試料に電流密度  $j = 5 \times 10^{10}\ \text{A/m}^2$  を印加すると、約 200 MHz もの巨大な周波数シフトが現れた。周波数シフトには、Joule 発熱、STT の寄与、Oersted 磁場による内部磁場分布などの寄与が複雑に関係していることが明らかになった。

# 第4章 金属微細構造における スピン波干渉

第3章ではスピン波の基礎物理について述べたが、マグノンクスは基礎研究と応用研究が連携して発展している分野であり、第1章3節で述べたように、デバイス応用の観点ではスピン波は新しい情報キャリアとして注目されている。本章ではスピン波のデバイス応用に向けた研究について述べる。信号伝送・信号処理のすべてをスピン波で行うオールマグノンニックデバイスを金属で実現するため、本章ではスピン波干渉を基にしたスピン波論理演算回路の構築を目指す。マイクロメートルオーダーのスピン波伝送路では閉じ込め効果の影響で、バルク試料構造における一次元理論モデルでは説明ができず、スピン波伝搬は複雑になる。本章では薄膜試料とマイクロ細線試料でスピン波干渉実験を行ない、論理演算機能に対する閉じ込め効果の影響について調べる。

## 4.1 金属薄膜における surface mode スピン波干渉

### 4.1.1 試料の構成

第1章で述べたように、スピン波論理演算回路に関しては電気信号に変換した上での演算処理が報告された。しかし、報告された演算プロトタイプではスピン波（マグノン）は信号伝送の役割のみを担い、電気信号変換に多くのエネルギー消費を伴う。そこで本研究では、磁性体内で演算が閉じる、すなわち電気変換を行わずに論理演算を実現することを試みるため、スピン波の干渉によるスピン波制御を目指す。

スピン波干渉のためには、磁性体内に独立に二つのスピン波を励起する必要がある。図4.1に試料の構成を示す。二つの励起アンテナを用いて対向する波数ベクトルを持つスピン波を励起する。二つの励起アンテナの中央に検出アンテナを設置し、伝搬してきたスピン波を検出する。スピン波を励起する磁性体には第3章と同じ、



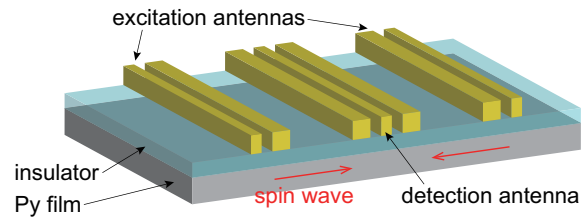


図 4.1: 試料の構成の模式図。二つのスピン波励起用のアンテナで Py 薄膜内に対向する波数ベクトルを持つスピン波を励起し、中央の検出アンテナで伝搬してきたスピン波を検出する。

Py ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) を用いた。アンテナに印加するマイクロ波電流が Py 薄膜へ流れないようにするために、アンテナと Py 薄膜の間は絶縁体を挟む。

#### 4.1.2 試料作製

試料作製について説明する。図 4.2 に試料作製の手順を示す。

##### (1) 基板洗浄

3.1.2 と同様に行なった。

##### (2) 電子線描画（一層目）（図 4.2 ①～③）

一層目の電子線描画のために Si 基板にレジストを塗布した。ポジレジストとして ZEP520A とシンナー ZEP-A を 2:1 で混合したものをを用いた。スピコーターを用いて 3500 rpm で 2 分間回転させ、レジストを塗布した後、180 °C に加熱したオープン内で 30 分間ベイクした。ベイク後、スピコーターを用いて 500 rpm で 15 秒、1200 rpm で 30 秒回転させ、エスペーサを塗布した。レジストを塗布した基板に電子線描画装置で縦 200  $\mu\text{m}$ 、横 60  $\mu\text{m}$  の長方形のパターンを描画した。描画条件を表 4.1 に

表 4.1: 電子線描画（一層目）の描画条件。

加速電圧	20 kV
コンディションフィールド	500 $\mu\text{m}$
ドーズ量	500 pA
ドーズ時間	1.5 $\mu\text{s}$

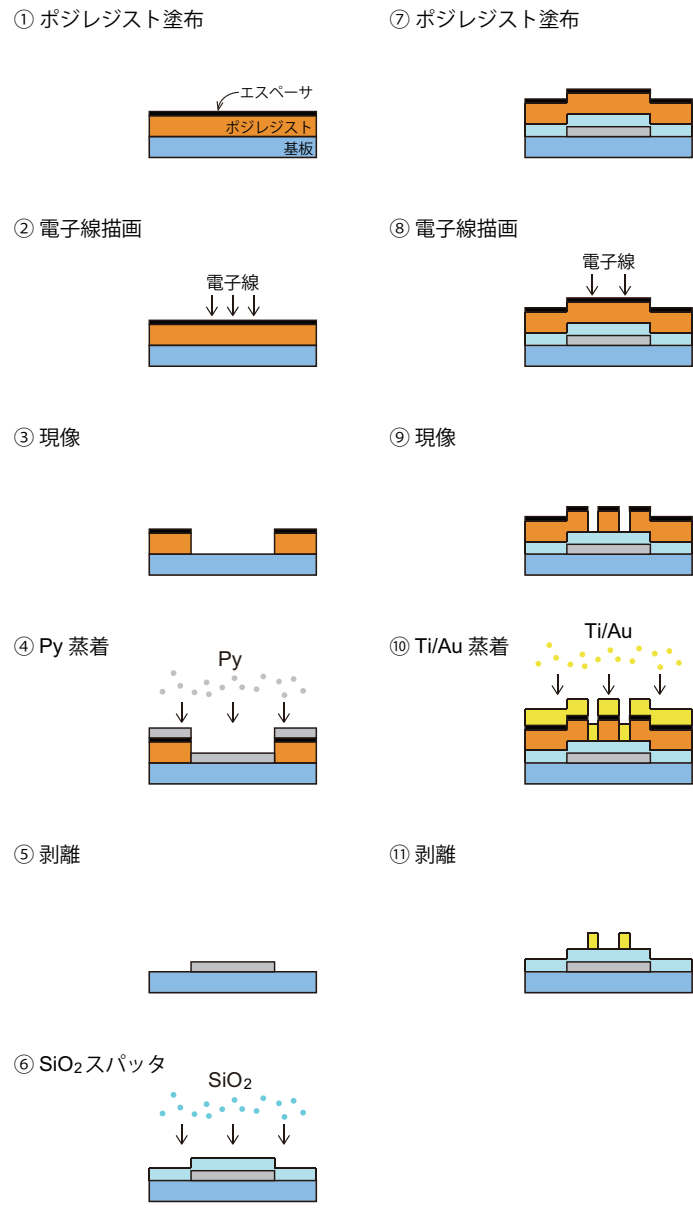


図 4.2: 試料作製の手順を示す。Si 基板上に膜厚 35 nm の Py 薄膜を作製し、膜厚 40 nm SiO<sub>2</sub> で絶縁被膜した後、Ti (膜厚 5 nm)/Au (膜厚 125 nm) でスピン波励起・検出用のアンテナを作製した。

示す。描画した基板を純水に浸してエスパーサを取り除いた後、現像液 ZED-N50 に 3 分 30 秒、リンス ZMD-B に 1 分間浸して現像した。

### (3) Py 成膜 (図 4.2 ④、⑤)

電子線描画・現像後の基板に真空蒸着器を用いて膜厚 35 nm の Py 薄膜を成膜した。成膜後の基板を 2 ブタノンと IPA に浸し、超音波洗浄してレジストとレジスト上の余分な Py を剥離した。

### (4) SiO<sub>2</sub> 成膜 (図 4.2 ⑥)

Py 薄膜とスピン波励起・検出アンテナを絶縁するため、Py 薄膜上に膜厚 40 nm の SiO<sub>2</sub> をマグネトロンスパッタによって成膜した。

### (5) 電子線描画 (二層目) (図 4.2 ⑦～⑨)

二層目の電子線描画のために SiO<sub>2</sub> 上にレジストを塗布した。レジストは一層目と同じポジレジストを用い、スピコート上で 2500 rpm で 2 分間回転させ、レジストを基板に塗布した。その後、一層目と同様にバイクとエスパーサー塗布を行なった。電子線描画装置でアンテナのパターンを描画し、現像した。描画条件を表 4.2 に示す。

### (6) Ti/Au 成膜 (図 4.2 ⑩、⑪)

真空蒸着器により、基板上に Ti を 5 nm 成膜した後、Au を 125 nm 成膜した。蒸着後、レジストと余分な Ti/Au を剥離し、試料が完成した。

表 4.2: 電子線描画 (二層目) の描画条件。

加速電圧	20 kV
コンディションフィールド	500 $\mu\text{m}$
ドーズ量	700 pA
ドーズ時間	1.7 $\mu\text{s}$

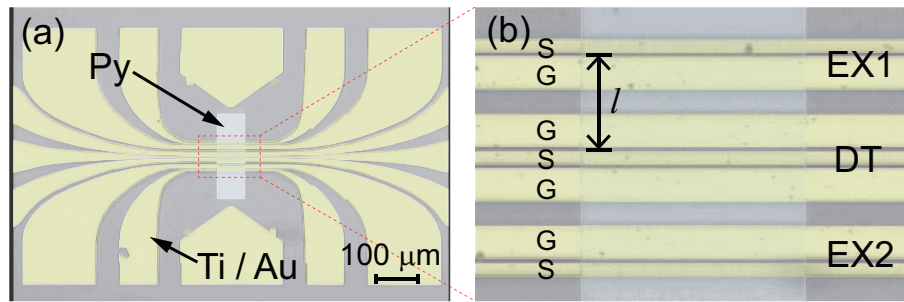


図 4.3: (a) 薄膜試料の光学顕微鏡写真。(b) (a) の中央部の拡大図。S はシグナル線、G はグラウンド線を示す。シグナル線の線幅、グラウンド線の線幅、SG 間のギャップはそれぞれ  $3\ \mu\text{m}$ 、 $9\ \mu\text{m}$ 、 $2\ \mu\text{m}$  である。また、励起アンテナと検出アンテナのシグナル線間の距離は  $l = 30\ \mu\text{m}$  である。

作製した試料の光学顕微鏡写真を図 4.3 に示す。アンテナ EX1、EX2 がスピン波励起用、アンテナ DT がスピン波検出用である。アンテナはシグナル線とグラウンド線から成るコプレーナ線路型とし、シグナル線 (S) の線幅、グラウンド線 (G) の線幅、SG 間のギャップはそれぞれ  $3\ \mu\text{m}$ 、 $9\ \mu\text{m}$ 、 $2\ \mu\text{m}$ 、励起アンテナと検出アンテナのシグナル線間の距離  $l$  は  $30\ \mu\text{m}$  とした。

### 4.1.3 測定方法

図 4.4(a) に薄膜干渉実験の測定系を示す。試料には  $x$  方向に外部磁場  $H_{\text{ext}}$  を印加し、surface mode 配置とした。信号発生器 (SG, アンリツ, MG3692B) から周波数  $f$  のマイクロ波信号を出力し、スプリッターで二つに分け、励起アンテナ EX1、EX2 に入力した。図 4.4(b) に示すように、マイクロ波の正弦波電圧  $V_1$ 、 $V_2$  を励起アンテナ EX1、EX2 に入力すると、Py 薄膜に対向する波数ベクトル  $-\mathbf{k}$ 、 $\mathbf{k}$  を持つスピン波が同時に励起される。励起アンテナ EX1 では励起電圧  $V_1 = V_0 \sin(\varphi(t))$  と同位相でスピン波が励起される。一方、励起アンテナ EX2 で励起されるスピン波はフェイズシフターを介することで、 $V_2 = V_0 \sin(\varphi(t) + \Delta\varphi)$  と位相を変化させた。干渉したスピン波の信号を検出アンテナ DT により誘導起電力として検出し、波形をオシロスコープ (DSO, LeCroy, Wave Master 816Zi) で観測した。検出信号は 1000 回の平均化処理を施した。

図 4.5 にオシロスコープで検出した誘導起電力の実時間波形を示す。検出アンテナで検出する誘導起電力  $V_{\text{detect}}$  は、Py 薄膜中にスピン波が励起されることにより磁

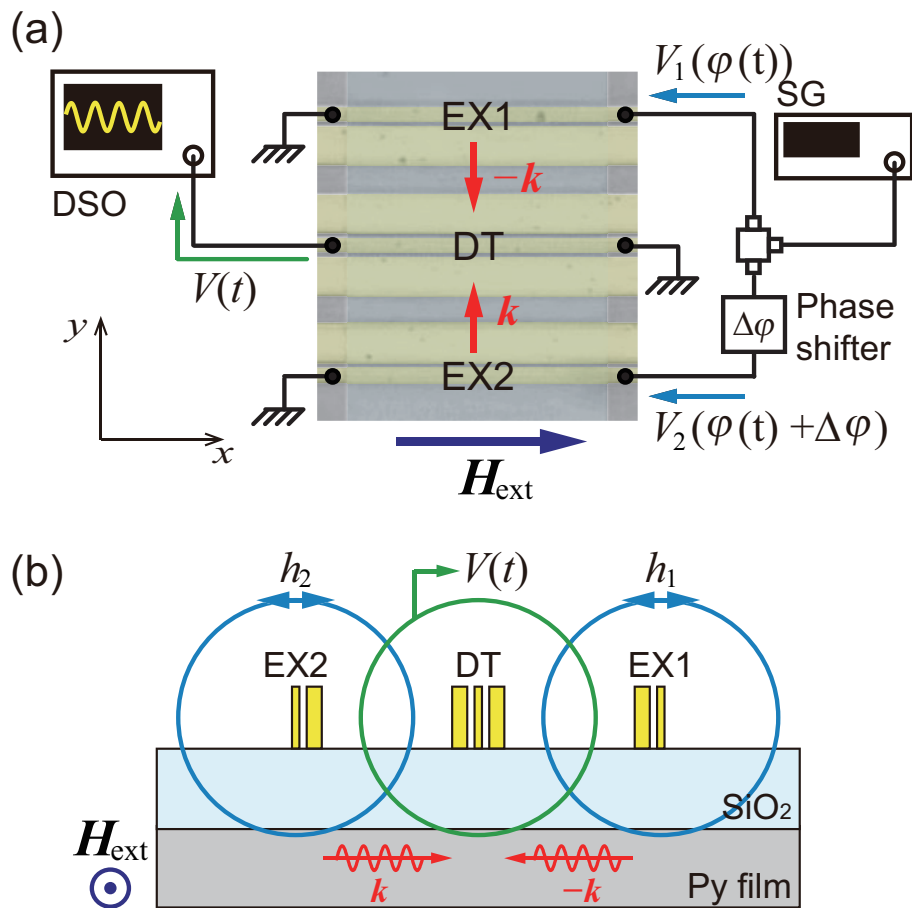


図 4.4: (a) 薄膜干渉実験の測定系。(b) 励起アンテナ EX1、EX2 にマイクロ波信号が印加されることで、Ampere の法則によりアンテナの周囲に高周波磁場  $h_1$ 、 $h_2$  が発生し、Py 薄膜中にスピン波を励起する。

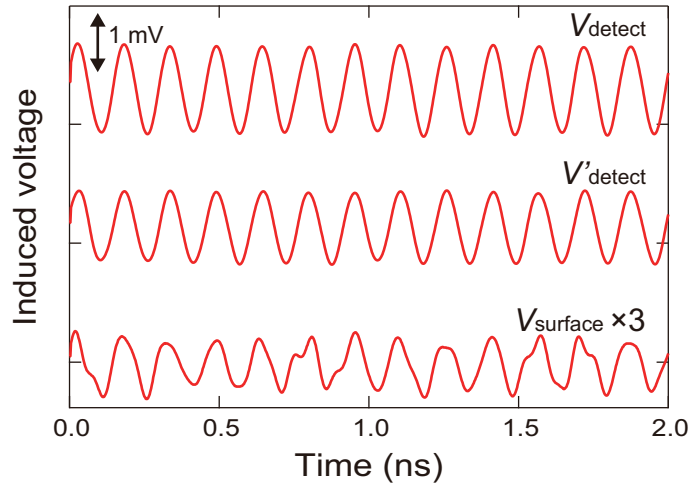


図 4.5: 周波数  $f = 6.5 \text{ GHz}$  のときの誘導起電力の測定波形。  $x$  方向に  $436 \text{ Oe}$  の外部磁場を印加したときの信号  $V_{\text{detect}}$  と、  $y$  方向に  $-436 \text{ Oe}$  の外部磁場を印加したときの信号  $V'_{\text{detect}}$  の差をとることで、バックグラウンドとなる電磁波の信号を除去して、スピン波の信号  $V_{\text{surface}}$  (縦軸を 3 倍に拡大) が得られる。

化が時間変化することで発生する誘導起電力  $V_{\text{surface}}$  と、励起アンテナで発生する電磁波が空气中を伝搬して検出された信号  $V_{\text{direct}}$  の合成であり、次式で与えられる。

$$V_{\text{detect}} = V_{\text{surface}} + V_{\text{direct}} \quad (4.1)$$

スピン波の信号  $V_{\text{surface}}$  のみを取り出すために、バックグラウンドとなる電磁波の信号  $V_{\text{direct}}$  を差し引く必要がある。そこで、測定した誘導起電力  $V_{\text{detect}}$  から、外部磁場を  $y$  方向に印加し、backward mode 配置としたときの信号  $V'_{\text{detect}}$  をバックグラウンド信号として差し引いた。外部磁場を  $y$  方向に印加すると、backward mode スピン波が励起されるが、backward mode は伝搬距離が短いため、検出アンテナまで到達しない。そのため、

$$V'_{\text{detect}} = V_{\text{direct}} \quad (4.2)$$

となり、

$$V_{\text{detect}} - V'_{\text{detect}} = V_{\text{surface}} \quad (4.3)$$

が得られる。図 4.5 に測定した信号とその差  $V_{\text{surface}}$  を示す。

#### 4.1.4 Surface mode スピン波の伝搬特性

励起アンテナによって励起されるスピン波の伝搬特性を調べるために、励起アンテナ EX1 のみにマイクロ波信号を印加した。励起アンテナ EX2 にはマイクロ波信号を入射せず、 $V_2 = 0$  とした。図 4.6 に得られた誘導起電力  $V_{\text{surface}}$  の波形を示す。入力電圧を  $V_0 = 0.49 \text{ V}$ 、外部磁場を  $H = 436 \text{ Oe}$  に固定し、周波数  $f$  を  $4.0 \text{ GHz}$  から  $7.0 \text{ GHz}$  まで掃引した。磁場  $436 \text{ Oe}$  のとき、出力波形は surface mode の共鳴周波数  $f = 6.5 \text{ GHz}$  で最大振幅  $A = 148 \pm 6 \mu\text{V}$  の正弦波形が得られた。ただし、出力波形の振幅  $A$  は図 4.6 に示す極大電圧と極小電圧の差  $2A$  (peak to peak) の平均から評価した。

この正弦波形がスピン波伝搬によるものであることを確かめるため、磁場と周波数をそれぞれ  $0 \text{ Oe} \leq H_{\text{ext}} \leq 495 \text{ Oe}$ 、 $3.0 \text{ GHz} \leq f \leq 7.0 \text{ GHz}$  まで掃引し、出力波形の振幅をマッピングした。図 4.7 は検出信号の実時間波形を示す。出力波形の振幅は磁場と励起周波数に明確に依存する。図中の白線は surface mode の分散関係

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left(H + \frac{4\pi M_s}{2}\right)^2 - \left(\frac{4\pi M_s}{2}\right)^2 \exp(-2kd)} \quad (4.4)$$

を示す。  $0.1 \mu\text{m}^{-1} \leq k \leq 0.7 \mu\text{m}^{-1}$  での式 (4.4) の計算結果 (図 4.7 の点線と破線の

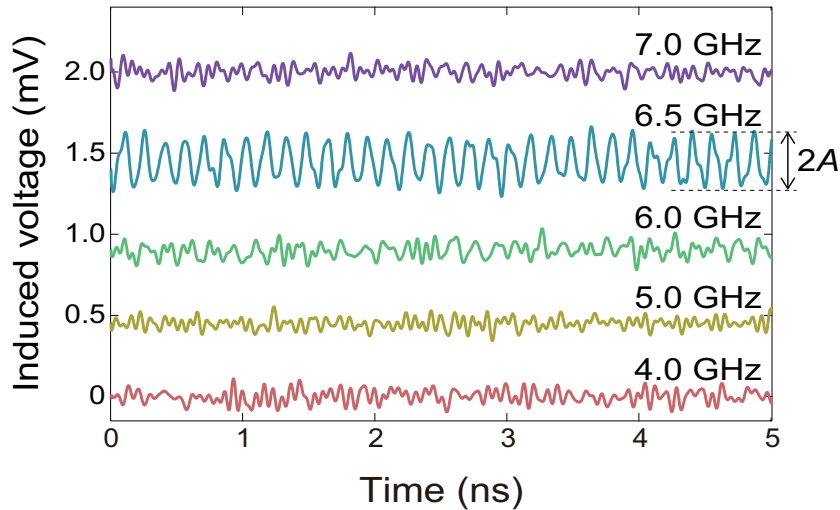


図 4.6: 外部磁場を  $436 \text{ Oe}$  に固定し、入射マイクロ波の周波数を  $4.0 \text{ GHz}$  から  $7.0 \text{ GHz}$  まで掃引したときの検出された誘導起電力の実時間波形。振幅  $A$  は励起周波数が  $6.5 \text{ GHz}$  のときに最大となり、その他の周波数の時には  $0 \text{ mV}$  であった。

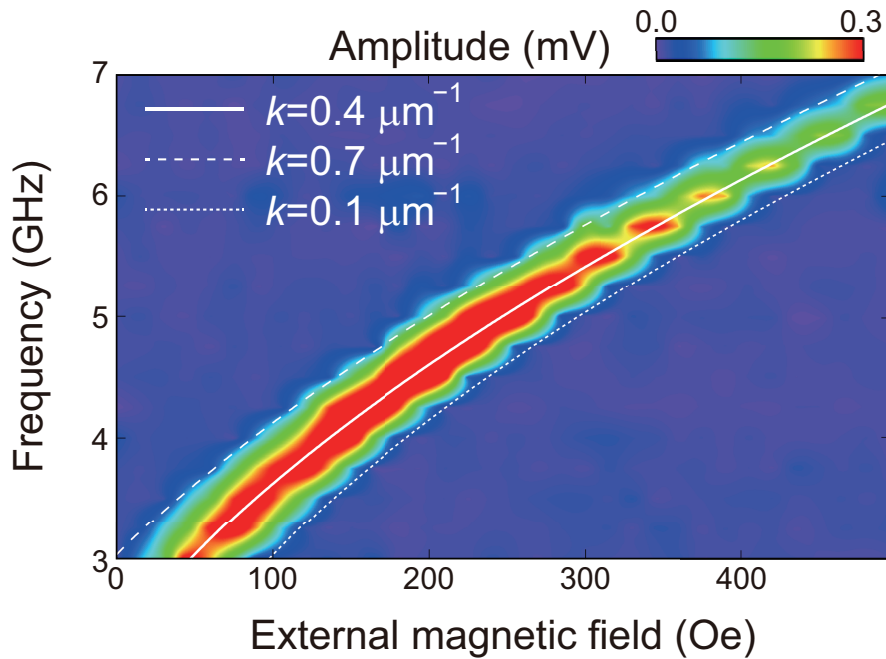


図 4.7: 出力波形の振幅の外部磁場・周波数依存性。実線・点線・破線は各波数での式 (4.4) によるフィッティング結果を示す。

間の領域) と、出力波形の正弦波信号が得られた磁場・周波数条件が一致していることから、出力波形が surface mode スピン波の伝搬に起因することがわかる。特に  $k = 0.4 \mu\text{m}^{-1}$  のときの surface mode の分散関係は実験結果で出力信号の最大振幅が得られた条件と一致している。したがって、本実験で励起された surface mode スピン波の波数範囲は  $k = 0.4 \pm 0.3 \mu\text{m}^{-1}$  と求められる。波数の広がり antenna 設計に由来する。antenna 設計から計算されるスピン波の中心波数は  $k = 0.35 \mu\text{m}^{-1}$  であるので (付録 B 式 (B.1) より算出)、試料設計からも妥当である。

#### 4.1.5 Surface mode スピン波干渉の位相安定性

干渉実験を行なうために、励起 antenna EX1、EX2 から二つの独立したスピン波を励起した。スピン波は互いに干渉し、検出 antenna DT によって干渉波の波形を誘導起電力として検出した。図 4.8(a) は検出された出力波形を示す。フェイズシフターで位相差  $\Delta\varphi = 0$  を与えると、励起 antenna EX2 への入力電圧は  $V_2 = V_0 \sin(\varphi(t) + 0)$  となり、励起 antenna EX1 への入力電圧  $V_1 = V_0 \sin(\varphi(t))$  と同位相になる。出力波形



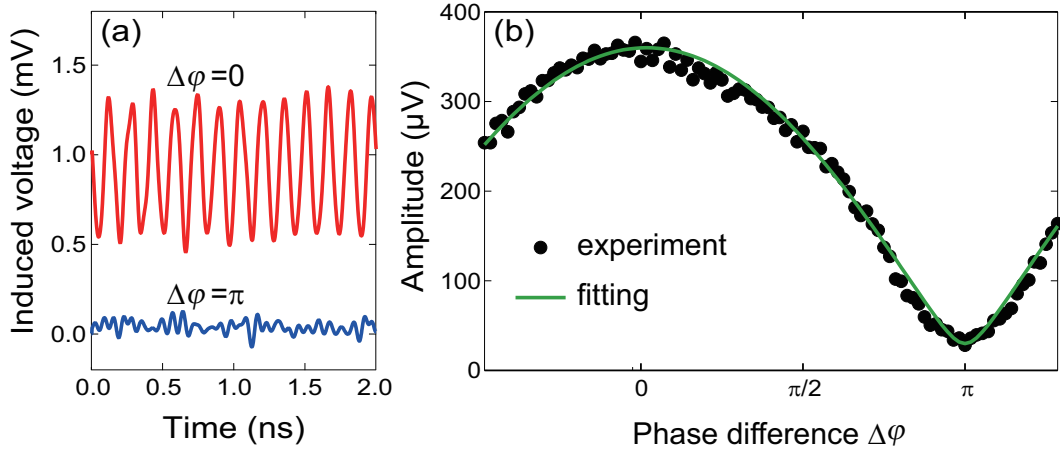


図 4.8: (a) 出力信号の実時間波形。入力電圧  $V_0 = 0.45$  V、外部磁場  $H = 436$  Oe、励起周波数  $f = 6.5$  GHz とした。(b) 出力信号の振幅の位相差依存性。出力信号の振幅は周期  $2\pi$  で変化した。実線は式 (4.5) によるフィッティングである。

は正弦波となり、振幅は  $A = 366 \pm 6 \mu\text{V}$  を示した。一方、フェイズシフターで位相差  $\Delta\varphi = \pi$  に設定すると、励起アンテナ EX2 への入力電圧は  $V_2 = V_0 \sin(\varphi(t) + \pi)$  となる。出力波形は正弦波ではなくなり、振幅は  $A = 28 \pm 5 \mu\text{V}$  であった。

出力波形の位相差に対する安定性を調べるために、連続的に位相差  $\Delta\varphi$  を変化させて、出力波形の振幅を測定した。図 4.8(b) に出力波形振幅の位相差依存性を示す。出力波形の振幅は入力電圧の位相差に依存して連続的に変化し、その周期は  $2\pi$  である。一般に、二つの独立した正弦波  $A_1 \sin(\varphi)$  と  $A_2 \sin(\varphi + \Delta\varphi)$  を重ね合わせて得られる波の振幅  $A_{1+2}$  は

$$A_{1+2} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi} \quad (4.5)$$

で与えられる。図 4.8(b) に示すように、式 (4.5) による正弦波の重ね合わせで実験結果を再現でき、偏差はフィッティングの最大振幅の 7.3 % 以内であった。このことから、出力波形はスピン波の干渉波形であることが分かる。また、各スピン波の振幅は  $A_1 = 165 \pm 6 \mu\text{V}$ 、 $A_2 = 195 \pm 4 \mu\text{V}$  と求められた。ここで、励起アンテナ EX1 と EX2 で励起されたスピン波の振幅が異なるのは、振幅が伝搬方向に依存する surface mode の非相反性 (nonreciprocity) に起因する。スピン波論理演算の観点からは、非相反性は OFF 出力に影響するので無視することはできない。

スピン波干渉における surface mode の非相反性を詳しく調べるために、入力電圧  $V_0$  を 0.17 V から 0.45 V まで掃引した。図 4.9(a) に各入力電圧における干渉波形の振

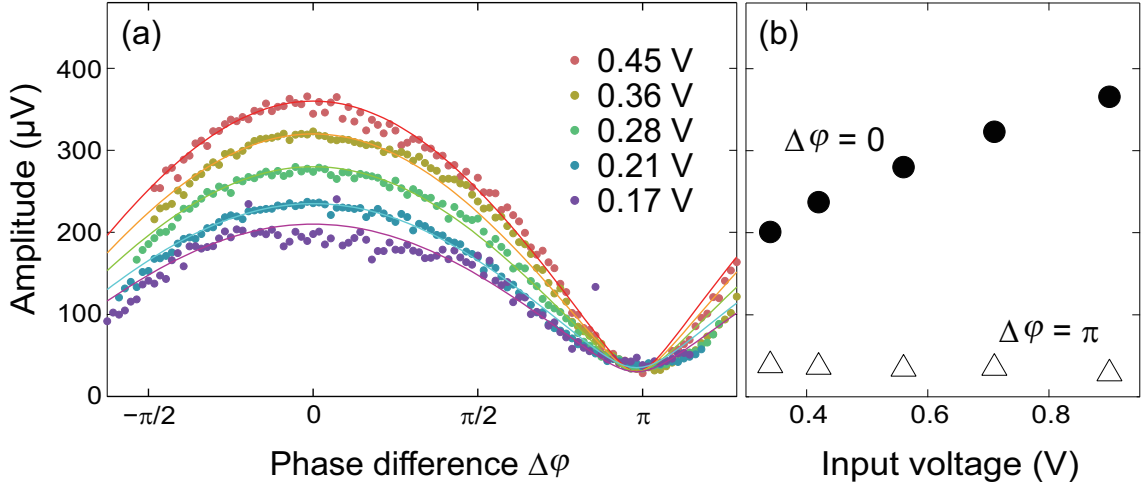


図 4.9: (a) 干渉波形の振幅の入力電圧依存性。入力電圧を大きくすると振幅も大きくなる。実線は式 (4.5) によるフィッティング。(b) 強め合い ( $\Delta\phi = 0$ ) の場合と、弱め合い ( $\Delta\phi = \pi$ ) の場合の振幅の入力電圧依存性。強め合いの場合の振幅は入力電圧に比例するが、弱め合いの場合の振幅は入力電圧に依存しない。

幅の位相差依存性を示す。すべての入力電圧で、干渉スピン波の振幅は  $\Delta\phi = 0$  で最大値、 $\Delta\phi = \pi$  で最小値を示し、干渉スピン波の振幅が外的に挿入した位相差によって制御された。図 4.9(b) に干渉の強め合い・弱め合いの場合の振幅を示す。干渉の強め合いのときの最大振幅は入力電圧に比例した。一方、図 4.9(b) で、最小振幅（干渉の弱め合いの条件）は  $28 \mu\text{V} \leq A_{\min} \leq 40 \mu\text{V}$  の範囲にある。これは、surface mode の非相反性により、励起アンテナ EX1 と EX2 から伝搬するスピン波の振幅に差があるためである。

Surface mode の非相反性について議論するために反磁場テンソル  $\bar{N}$  を導入する。反磁場  $\mathbf{H}_d$  は反磁場テンソルを用いて

$$\mathbf{H}_d = -4\pi\bar{N}\mathbf{M} \quad (4.6)$$

と表せる。試料の Py 薄膜は  $xy$  平面に無限に広いとみなせるので、反磁場テンソルの成分は

$$\bar{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

となる。図 4.10 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、 $\mathbf{M} = (M_s, 0, 0)$  で、式 (4.6)、(4.7) から反磁場  $\mathbf{H}_d = 0$  である。アンテナの周りに高周波磁場が発生すると、まず図 4.10 上段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  $-z$  向きに大きき  $Mh_y$  のトルクが印加され、磁化は  $-z$  に傾く。磁化は  $\mathbf{M} = (M_x, 0, M_z)$  となるため、図 4.10 下段に示すように、式 (4.6)(4.7) から  $+z$  向きに大きき  $H_d = 4\pi|M_z|$  の反磁場が生じる。 $z$  方向には高周波磁場の  $z$  成分  $h_z$  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  $z$  成分の和になる。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、 $z$  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、アンテナの右側 ( $+y$  方向) へ伝搬するスピン波と左側 ( $-y$  方向) へ伝搬するスピン波の振幅に差が生じる。

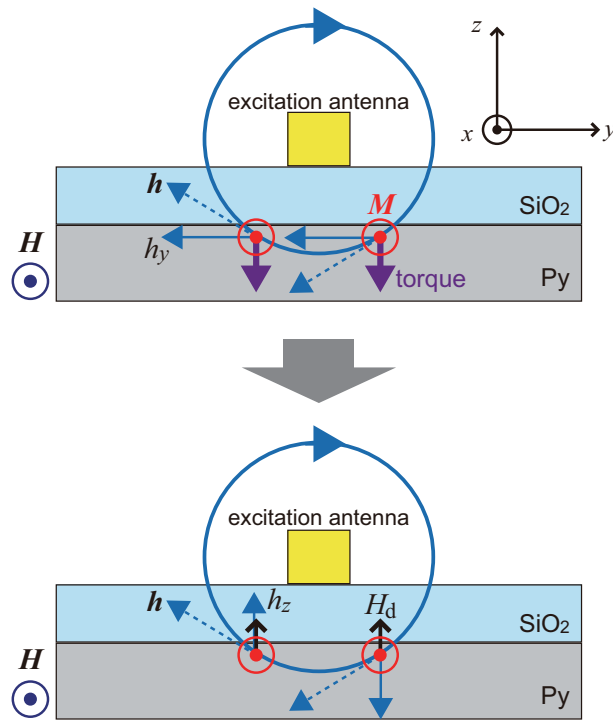


図 4.10: 励起アンテナの左右での磁場分布の違い。アンテナの左右で反磁場の  $z$  成分と高周波磁場の  $z$  成分が平行か、反平行になる。このため、磁化に印加される有効磁場の  $z$  成分の大きさが異なるので、 $+y$  方向へ伝搬するスピン波と  $-y$  方向へ伝搬するスピン波の振幅が異なる。

アンテナの左右で励起されるスピン波の振幅の比を非相反性パラメータ

$$\nu = \frac{A_{+y}}{A_{-y}} \quad (4.8)$$

とする [7,58]。ただし、 $A_{+y}$ 、 $A_{-y}$  はそれぞれ励起アンテナから  $+y$  方向、 $-y$  方向へ伝搬したスピン波の振幅を表す。反磁場  $H_d$  と高周波磁場の各成分は入力電圧に比例するので、 $A_{+y}$ 、 $A_{-y}$  はそれぞれ入力電圧に比例する。したがって非相反性パラメータ  $\nu$  は入力電圧に依存しない。励起アンテナ EX1 で励起されたスピン波は  $-y$  方向に、励起アンテナ EX2 で励起されたスピン波は  $+y$  方向に伝搬するので、 $A_{+y} = A_2$ 、 $A_{-y} = A_1$  となり、振幅比  $A_2/A_1$  は非相反性パラメータを意味する。図 4.11 に、非相反性パラメータ  $\nu = A_2/A_1$  を示す。実験から非相反性パラメータ  $\nu$  は  $0.79 \pm 0.06$  であるとわかった。

これらの議論により、非相反性パラメータを実験系にフィードバックし、励起アンテナ EX1 とスプリッターの間にアッテネーターを挿入してマイクロ波の振幅に 21 % の減衰を加えれば、検出アンテナで検出される両励起アンテナで励起したスピン波の振幅が等しくなり、干渉の弱め合いのときに振幅は 0 V になる。

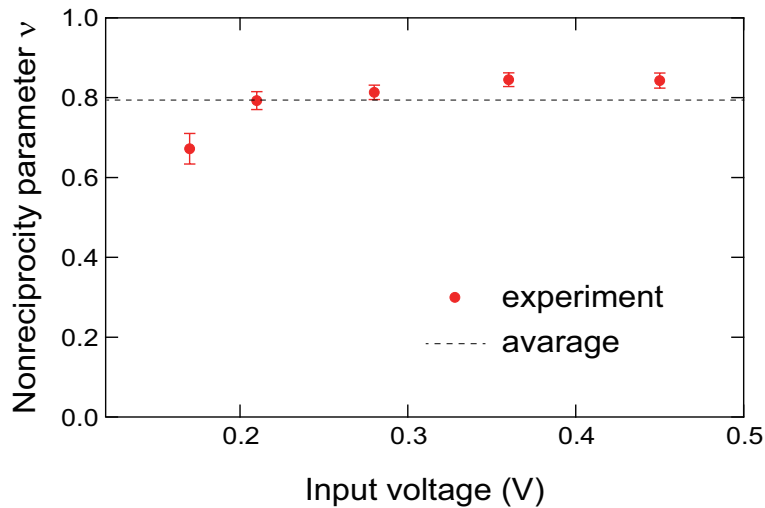


図 4.11: 振幅比から求めた非相反性パラメータの入力電圧依存性。ただしエラーバーは標準偏差。 $\nu = 0.79 \pm 0.06$  と求められるので、励起アンテナ EX1 に入射するマイクロ波の振幅に 21 % の減衰を加えると、検出アンテナで検出されるスピン波  $+k$  と  $-k$  の振幅を等しくできる。

#### 4.1.6 Surface mode スピン波の位相制御

前節のスピン波干渉は外部からフェイズシフターで位相を制御しているため、そのままでは論理演算素子としての応用が望めない。そこで、微細構造におけるスピン波干渉を利用した論理演算を構築するため、単一素子におけるスピン波の位相制御について考える。その手法として、本研究では高周波磁場の回転方向の活用を提案する。図 4.12 は、励起アンテナ EX2 のみでスピン波を励起したときの波形を示す。アンテナの右からマイクロ波を入射した場合 (A) と左から入射した場合 (B) で励起された波形を比べると、位相が  $\pi$  シフトした。励起アンテナへのマイクロ波信号の入力方向を反転すると、励起されるスピン波の位相が  $\pi$  シフトする。これはアンテナへのマイクロ波の入力方向が反転すると、アンテナの周りに発生する高周波磁場の回転方向が反転するためである。

図 4.13 に励起アンテナ EX1 へのマイクロ波信号の入力方向を固定し、励起アンテナ EX2 へのマイクロ波信号の入力方向を反転したときの干渉スピン波の波形を示す。ただし二つのスピン波の位相差は  $\Delta\varphi = 0$  とした。励起アンテナ EX2 から励起されるスピン波の位相が、A と B で  $\pi$  シフトすることから、干渉波形は A の場合に強め合い、B の場合に弱め合いの条件となった。すなわち、外的に位相を制御する

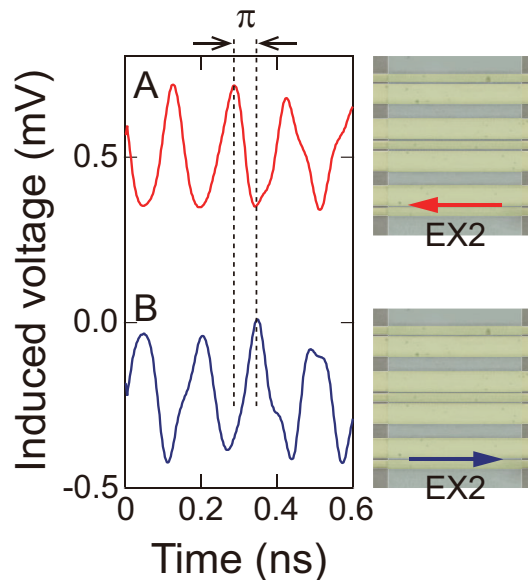


図 4.12: 励起アンテナ EX2 のみで励起されたスピン波の波形。矢印はマイクロ波の入力方向を示す。アンテナへのマイクロ波の入力方向を反転すると、励起されるスピン波の位相が  $\pi$  シフトした。

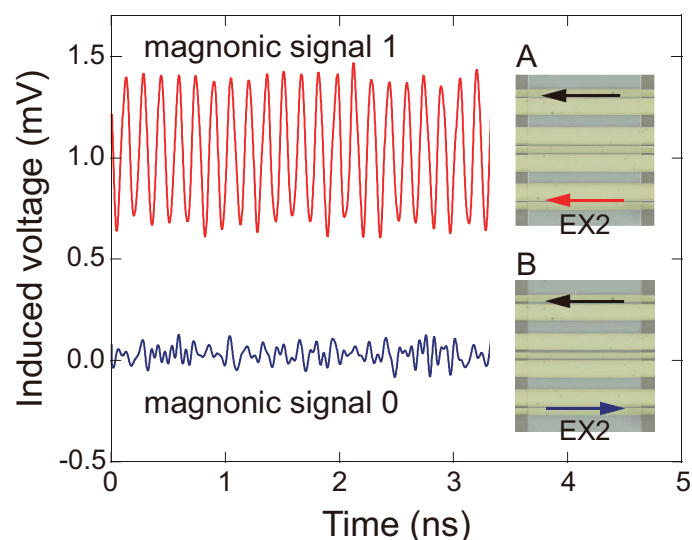


図 4.13: 励起アンテナ EX2 へのマイクロ波信号の入力方向を反転させた時の干渉波の波形。励起アンテナ EX1 と EX2 に平行にマイクロ波を入力したとき (A) には干渉の強め合いの条件となったが、励起アンテナ EX1 と EX2 に反平行にマイクロ波を入力したとき (B) には干渉の弱め合いの条件となった。それぞれの波形をマグノン信号の 1 と 0 と定義すれば、スピン波のみによる信号処理が可能である。

ことなく、干渉の二状態を実現することに成功したことになる。このことからスピン波干渉を利用して、簡単に 1/0 のマグノン信号を作ることができ、スピン波干渉による論理演算が実現可能であることが示された。

#### 4.1.7 まとめ

膜厚 35 nm に微細加工した強磁性金属 Py 薄膜で surface mode スピン波の位相干渉実験を行ない、干渉波の実時間波形を測定した。干渉波の振幅を位相によって制御できることがわかり、スピン波干渉により 1/0 のマグノン信号が得られたことで、スピン波のみによる論理演算が可能であることが示された。また、外的な位相制御をせずに、励起アンテナへのマイクロ波の入力方向の反転という非常に簡単な方法でマグノン信号を得られたことは、演算回路の簡略化につながり、省エネルギーのスピン波デバイスの開発に貢献する結果である。

## 4.2 金属細線における surface mode スピン波干渉

### 4.2.1 試料作製

前節で、Py 薄膜を用いたスピン波論理演算の基礎が構築できた。実際のデバイスに実装するためには、回路を集積化するため、個々の素子のサイズをできるだけ小さくする必要があり、スピン波の伝送路も薄膜より細線構造の方が適している。しかし第1章3節で述べたように、スピン波の伝送路の線幅と、スピン波の波長が同程度になると、スピン波の閉じ込め効果が発現し、スピン波伝搬が複雑になる。そこで本節では、Py マイクロ細線を用いてスピン波干渉実験を行ない、閉じ込め効果がスピン波干渉に与える影響を調べる。

図 4.14 に作製した試料の原子間力顕微鏡写真を示す。試料作製は 4.1.2 と同様の手順で行ない、Si 基板上に膜厚  $d = 35 \text{ nm}$ 、線幅  $w = 2.5 \mu\text{m}$  の Py 細線を電子線描画およびマグネトロンスパッタによって作製した。膜厚  $40 \text{ nm}$  の  $\text{SiO}_2$  をスパッタにより成膜し、Py 細線を絶縁被膜した後、Ti ( $5 \text{ nm}$ ) / Au ( $125 \text{ nm}$ ) でスピン波励起アンテナ EX1、EX2 を作製した。スピン波励起アンテナは線幅  $1.2 \mu\text{m}$  の細線、励起アンテナ間距離  $D$  は  $5.8 \mu\text{m}$  とした。また、磁場数百 Oe、周波数数 GHz の条件では、式 (4.4) より、Py 中に励起されるスピン波の波数は数  $\mu\text{m}^{-1}$  となり、その逆数であ

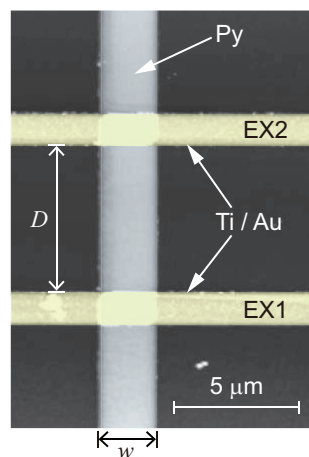


図 4.14: 細線試料の原子間力顕微鏡写真。スピン波の伝送路は膜厚  $d = 35 \text{ nm}$ 、線幅  $w = 2.5 \mu\text{m}$  の Py 細線とし、スピン波を励起するために励起アンテナ EX1、EX2 を作製した。アンテナ間距離は  $D = 5.8 \mu\text{m}$  とした。ここでは後述する光学測定でスピン波を検出するため、スピン波を電氣的に検出するための検出アンテナは必要ない。



る波長は数  $\mu\text{m}$  なので、細線の線幅はスピンの波長と同程度である。

## 4.2.2 測定方法

図 4.15(a) にマイクロ細線でのスピン波の干渉実験の測定系を示す。外部磁場  $H_{\text{ext}} = 300 \text{ Oe}$  を印加し、Py 細線を  $x$  方向に着磁して、surface mode 配置とした。信号発生器から周波数  $f = 7.13 \text{ GHz}$  のマイクロ波信号を出力し、ディバイダーで分け、各励起アンテナに印加した。励起アンテナ EX1、EX2 からはそれぞれ対向する波数ベクトル  $+k$ 、 $-k$  を持つスピン波が同時に励起される。Micro-focused BLS 分光装置を用いて、試料表面のマグノン強度の空間分布を測定した。スキャン範囲は Py 細線上のアンテナ間の領域で、線幅方向に 40 点、長手方向に 100 点の合計 4000 点に対して測定した。図 4.15(b) に BLS スペクトルの一例を示す。BLS スペクトルの  $6.6 \text{ GHz} \leq f \leq 8.1 \text{ GHz}$  の範囲の光子数の合計をマグノン強度と定義した。BLS 強度には一様なバックグラウンドが検出されたが、これは試料位置を確認するための LED ライトによるノイズであるので、マグノン強度から差し引いた。

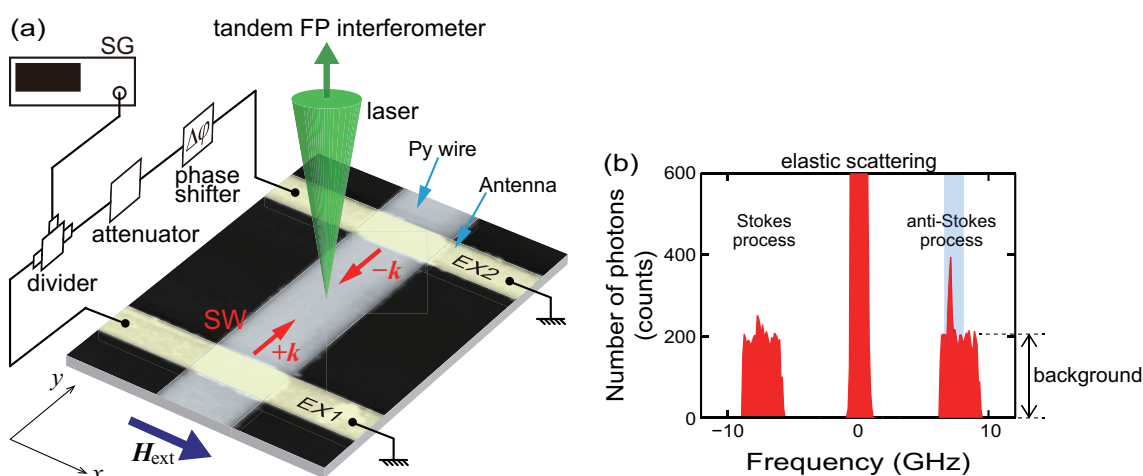


図 4.15: (a) Py 細線干渉実験の測定系。  $x$  方向に外部磁場  $H_{\text{ext}}$  を印加して surface mode 配置とし、信号発生器 (SG) からアンテナ EX1、EX2 にマイクロ波を入射して、Py 細線中にスピン波を励起する。アッテネーターは surface mode の非相反性による振幅の差を調整し、励起アンテナで励起されるスピン波の振幅を同じにするために用いる。(b) 測定した BLS スペクトルの一例。中央の巨大なピークは弾性散乱のピークを示し、その左と右に現れたピークは、それぞれ Stokes 散乱、anti-Stokes 散乱によるピークである。青色で示した部分の光子数の合計をマグノン強度と定義した。



### 4.2.3 マイクロ細線における surface mode スピン波干渉測定

図 4.16 に測定したマグノン強度分布の二次元図を示す。励起アンテナ間で、マグノン強度は周期的なピークパターンを示した。波数ベクトル  $+k$  と  $-k$  を持つスピン波が干渉し、定在波が発生したためである。隣り合うピーク間の距離  $\delta$  は一定で、 $\delta = 0.90 \pm 0.06 \mu\text{m}$  であった。 $\delta$  はスピン波の波長の  $1/2$  になるので、励起されたスピン波の波長  $\lambda$  と波数  $k$  はそれぞれ

$$\lambda = 2\delta = 1.8 \mu\text{m}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = 3.5 \mu\text{m}^{-1}$$

と求められる。

図 4.16 から、細線のエッジ近傍ではマグノン強度が弱く、マグノンが Py 細線の線幅方向に一様に存在していないことがわかる。マグノンの局在化を評価するため

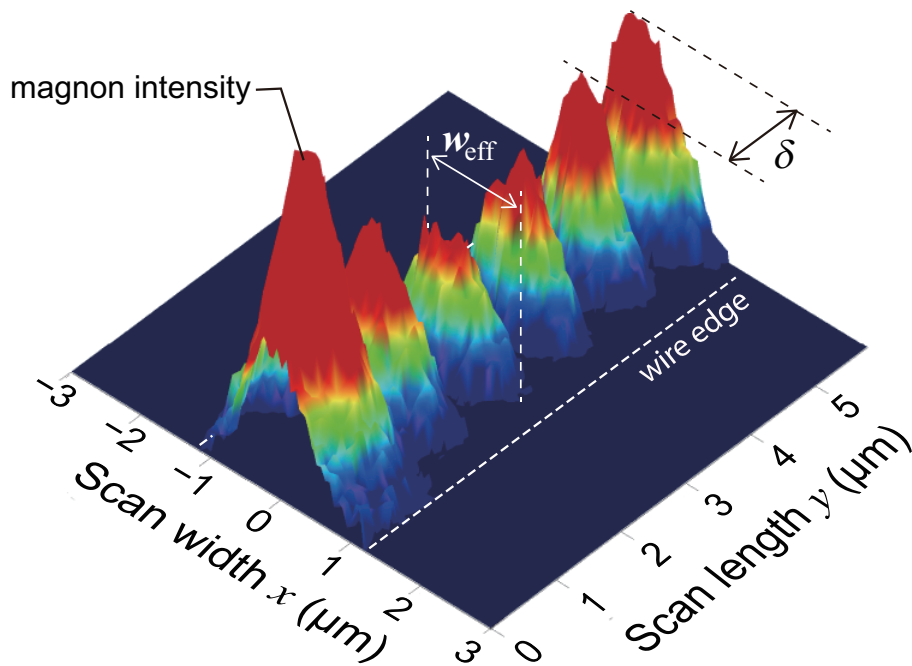


図 4.16: Py 細線上のマグノン強度の空間分布。高さ・色は強度の強さを表し、色が赤い領域はマグノン強度が大きく、青い領域は強度が小さいことを意味する。白い破線は Py 細線のエッジを表す。 $y$  方向にピークが現れ、定在波が発生していることが分かる。ピーク間隔  $\delta$  からスピン波の波長と波数はそれぞれ  $\lambda = 1.8 \mu\text{m}$ 、 $k = 3.5 \mu\text{m}^{-1}$  と求められる。また、有効幅  $w_{\text{eff}}$  はマグノンの局在領域を示す。

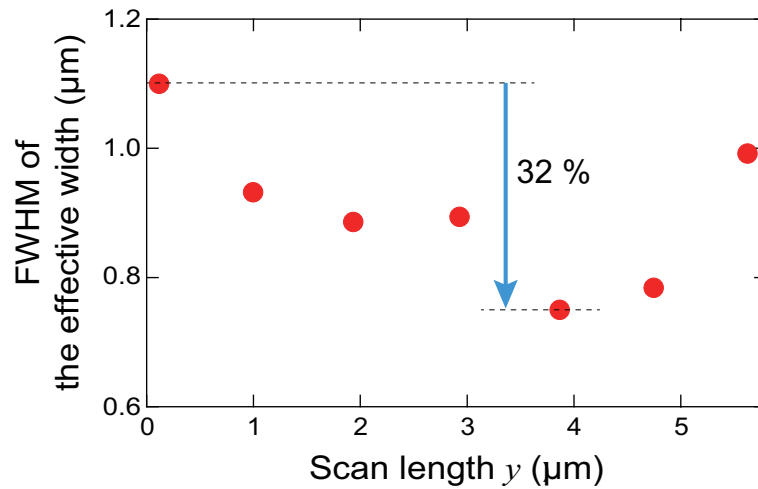


図 4.17: 有効幅の半値全幅  $\Delta w_{\text{eff}}$  の位置依存性。励起アンテナから離れるほど、有効幅は小さくなり、 $y = 0.1 \mu\text{m}$  の有効幅に対して、 $y = 3.9 \mu\text{m}$  の有効幅は 32 % の減衰を示す。

に、マグノンの局在領域の幅を有効幅  $w_{\text{eff}}$  と定義し、定在波の各ピーク位置で有効幅  $w_{\text{eff}}$  を調べ、半値全幅 (FWHM)  $\Delta w_{\text{eff}}$  で評価した。図 4.17 に半値全幅  $\Delta w_{\text{eff}}$  の位置依存性を示す。有効幅は一定ではなく、励起アンテナ間の中心位置に近いほど小さくなり、励起アンテナに近い  $y = 0.1 \mu\text{m}$  において  $\Delta w_{\text{eff}} = 1.10 \mu\text{m}$  であるのに対し、励起アンテナから離れた  $y = 3.9 \mu\text{m}$  では  $\Delta w_{\text{eff}} = 0.75 \mu\text{m}$  となっており、32 % の減衰を示した。

#### 内部磁場分布

マグノンの局在化について調べるために、Py 細線内の内部磁場分布を micromagnetic simulation により計算した。図 4.18 に計算結果を示す。図 4.18(a) で矢印の向きは内部磁場の向きを示し、細線の中央部では矢印は外部磁場  $H_{\text{ext}}$  と平行であるが、細線のエッジ近傍では矢印に  $y$  成分が含まれ、外部磁場  $H_{\text{ext}}$  と平行でなくなる。図 4.18(b) に  $x$  方向に対する内部磁場の  $x$  成分の分布を示す。スピン波の共鳴条件を満たすのは、内部磁場が一樣である領域で、その領域の線幅は半値全幅で  $1.7 \mu\text{m}$  であった。すなわち、スピン波の閉じ込め効果によりマグノンは細線内で半値全幅  $1.7 \mu\text{m}$  の領域に局在することが予想されるが、実験結果では有効幅は  $1.7 \mu\text{m}$  以下になっており、閉じ込め効果が内部磁場分布からの予想よりも強いことがわかる。

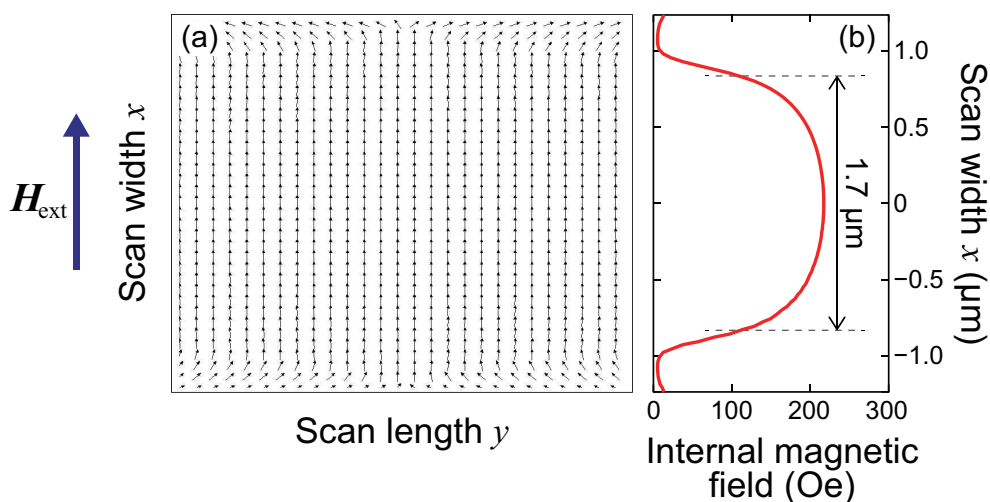


図 4.18: (a) Py 細線の内部磁場分布。矢印は内部磁場の方向を示す。細線の中央領域では内部磁場は  $x$  方向（外部磁場  $H_{\text{ext}}$  印加方向）と平行であるが、細線エッジ近傍では内部磁場が  $x$  方向に平行でない。(b)  $x$  方向に対する内部磁場の  $x$  成分の分布。内部磁場分布から、マグノンの伝搬領域の半値全幅は  $1.7 \mu\text{m}$  と推測できる。

#### 自然減衰の寄与

有効幅の位置依存性には、閉じ込め効果の他にマグノンの自然減衰が寄与している。マグノンの伝搬に伴い、2 マグノン散乱やフォノンとの相互作用によってマグノンの数が減少する。これをマグノンの自然減衰と呼ぶ。マグノン強度はマグノンの数に比例する<sup>\*1</sup> ので、マグノンが自然減衰するとマグノン強度も減衰する。閉じ込め効果では、マグノンは有効幅内に局在化するだけで、マグノンを消滅させる相互作用は働かないので、閉じ込め効果によりマグノンの数は変化しない。そのため、励起アンテナからの距離に対するマグノン総数の変化から自然減衰を評価できる。ここで、マグノン数はマグノン強度に比例するので、マグノン総数を評価するために、各ピーク位置で線幅方向 40 点の測定点のマグノン強度を合計し、合計マグノン強度と定義した。図 4.19(a) はピーク位置における合計マグノン強度を示す。励起アンテナに近い位置での合計マグノン強度よりも、二本の励起アンテナの中間位置での合計マグノン強度の方が小さいことから、マグノン数が伝搬によって減少したことが分かる。合計マグノン強度には閉じ込め効果の寄与は含まれないので、合計

<sup>\*1</sup> マグノン強度を BLS スペクトルの  $6.6 \text{ GHz} \leq f \leq 8.1 \text{ GHz}$  の範囲のフォトン数の合計で定義した。非弾性散乱されたフォトンの数は、相互作用したマグノンの数に比例するので、マグノン強度はマグノン数に比例する。

マグノン強度の減衰は自然減衰に起因する。図 4.19(a) の実験値を指数関数の重ね合わせ

$$I_{\text{total}} = I_0 + \left| A \exp\left(-\frac{x}{\Lambda}\right) + b \cdot A \exp\left(-\frac{(D-x)}{\Lambda}\right) \right|^2 \quad (4.9)$$

でフィッティングし、スピン波の減衰長  $\Lambda$  が  $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$  と求められた。ここで、 $I_{\text{total}}$  は合計マグノン強度、 $x$  は scan length、 $A$  は励起されるスピン波の振幅（マグノン強度）を表す係数、 $b$  は励起アンテナ EX1 と EX2 で励起されるスピン波振幅（マグノン強度）の差を補正する係数、 $I_0$  は縦軸方向のオフセットを意味する。 $D$  はアンテナ間距離で  $D = 5.8 \mu\text{m}$  である。減衰長と式 (4.9) から、自然減衰で消失したマグノンを補償すると図 4.19(b) のようになる。マグノンの局在領域を破線で示したが、自然減衰を補償しても有効幅は位置に依存し、アンテナ間の中心に近いほど小さくなり、閉じ込め効果が効いていることが分かった。

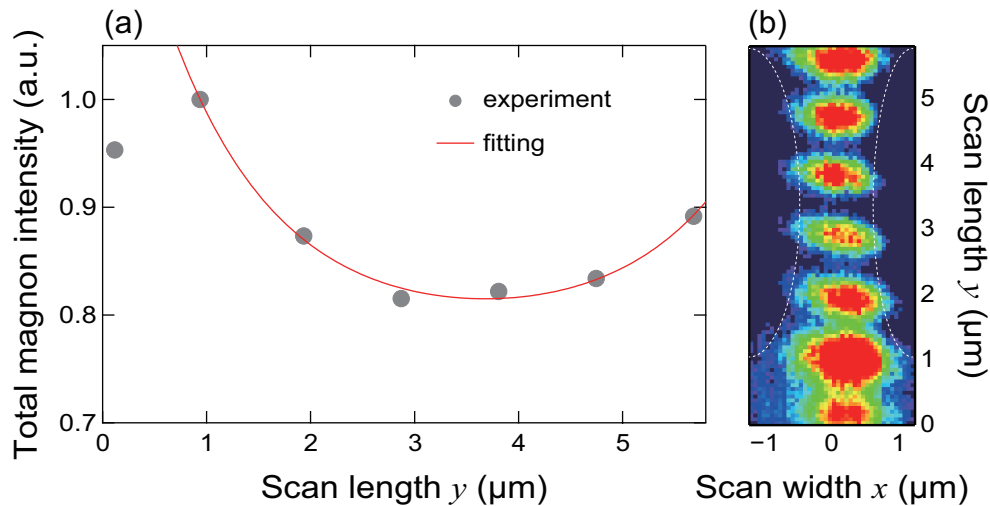


図 4.19: (a) 合計マグノン強度の位置依存性。最大強度で規格化した。赤線は指数関数の重ね合わせ (式 (4.9)) によるフィッティング結果を示す。 $y = 0.1 \mu\text{m}$  のマグノン強度がフィッティングから著しく外れている理由は、第 3 章で述べたように、スピン波の励起位置がアンテナ直下から  $1 \mu\text{m}$  から  $3 \mu\text{m}$  程度離れているので、その間の領域ではスピン波の励起波形が複雑であるためと考えられる。(b) 自然減衰を補償したあとのマグノン強度分布。破線はマグノンの局在領域を示す。自然減衰を補償しても、有効幅は位置に依存し、アンテナから離れるほど小さくなる。

#### 4.2.4 量子化モード間干渉の寄与

内部磁場から考えられる  $\Delta w_{\text{eff}} = 1.7 \mu\text{m}$  よりも有効幅を小さくしている原因を探るため、線幅方向のマグノン強度分布を解析する。図 4.20(a) にスピン波干渉のピーク位置  $y = 3.9 \mu\text{m}$  での  $x$  方向のマグノン強度分布を示す。 $x$  方向のマグノン強度には細かな振動が見られ、高次の量子化モードの寄与があることが推測できる。この振動について詳しく調べるため、パワースペクトルを解析した。図 4.20(b) に図 4.20(a) のパワースペクトルを示す。比較のため、スピン波が減衰した状態で測定した  $x$  方向のマグノン強度分布と、そのパワースペクトルを図 4.20(a)(b) に水色で示す。図 4.20(b) の矢印で示したピークは、空間的な周期が  $130 \text{ nm}$  と  $200 \text{ nm}$  の振動を意味している。干渉波形のマグノン強度  $I$  は、平面波の表式に、マグノン強度が自然減衰により指数関数的に減衰すること、およびスピン波の閉じ込め効果により線幅方向には局在領域の両端で固定端になる定在波が生じることを加味して以下の式で表

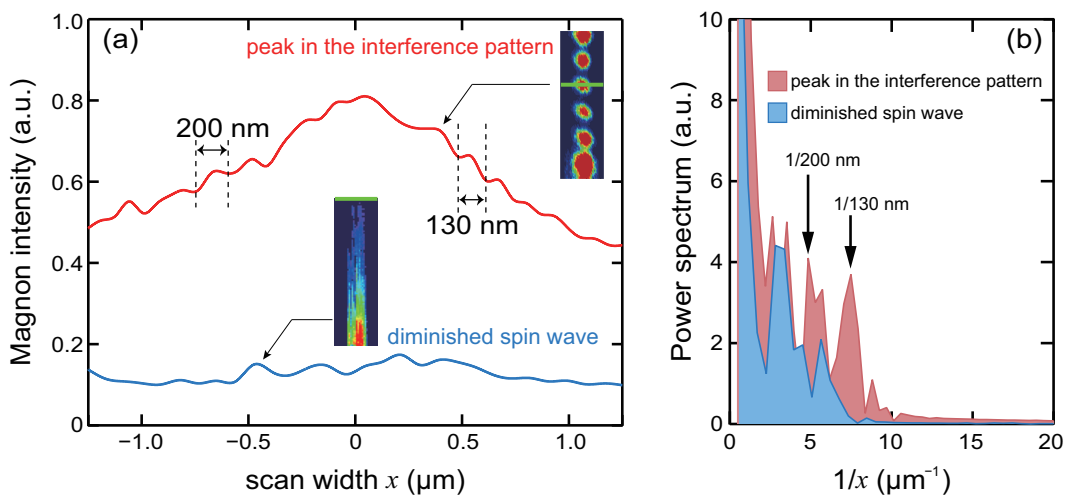


図 4.20: (a) スピン波干渉時の線幅方向の強度分布測定位置 ( $y = 3.9 \mu\text{m}$ ) と励起アンテナ EX1 のみでスピン波を励起したときのマグノンが減衰した位置 ( $y = 5.8 \mu\text{m}$ ) における  $x$  方向のマグノン強度分布。挿入図の二次元図は、それぞれスピン波干渉時と、励起アンテナ EX1 のみでスピン波を励起したときのマグノン強度の空間分布を示しており、緑線で測定位置を示す。(b) (a) のパワースペクトル。スピン波干渉のピーク位置では、スピン波が励起していないときには現れなかった、 $130 \text{ nm}$  と  $200 \text{ nm}$  の空間的な振動を示すピークが現れた。

せる。

$$I = I_0 + \left| \sum_n A_n \left( e^{-\frac{y}{\lambda}} \cos\left(\frac{n\pi}{w_{\text{eff}}}x\right) e^{ik_n y} + b \cdot e^{-\frac{(D-y)}{\lambda}} \cos\left(\frac{n\pi}{w_{\text{eff}}}x\right) e^{i(-k_n(D-y)+\Delta\phi)} \right) \right|^2. \quad (4.10)$$

ここで、 $k_n = \sqrt{k^2 + (n\pi/w_{\text{eff}})^2}$  および  $A_n$  は、それぞれ  $n$  次の量子化モードの波と振幅である。また、 $b$  と  $D$  はそれぞれ振幅差を補正する定数とアンテナ間の距離、 $I_0$  はオフセットである [73]。130 nm や 200 nm の空間的な周期は、式 (4.10) の  $\cos(n\pi x/w_{\text{eff}})$  で  $n \geq 9$  の高次のモードを含めなければ説明できない。

しかし、micro-focused BLS 分光装置の空間分解能は 250 nm であるため、実験では 130 nm と 200 nm の振動を正確に測定することは難しい。また、micro-focused BLS 分光装置の試料ステージの移動分解能は 5 nm 以下ではあるが、5 nm の分解能で移動してもレーザースポットが重なるために、130 nm と 200 nm のパターンは隠れてしまう。そこで、細かい振動について詳しく調べるために micromagnetic simulation を行ない、マイクロ細線でのマグノン強度の空間分布を計算した。計算モデルを図 4.21(a) に、計算パラメータは表 4.3 に示した。図 4.21(b) にマグノン強度分布のシミュレーション結果を示す。 $y$  方向にピークが現れ、シミュレーション結果でも、実験結果と同様にスピン波干渉により定在波が発生していることがわかる。一方、 $x$  方向にも細かなピークが現れ、ピーク間隔は 100 nm であった。これは、閉じ込め効果により量子化モードが励起していることが予想され、第 2 章 3 節で述べた従来考えられてきた  $n \leq 7$  の量子化モードの干渉よりも高次のモードの寄与があることを示唆している。

シミュレーション結果から有効幅について考察する。有効幅は基本的にマイクロ細線の反磁場で決定され、図 4.18 の内部磁場分布から  $w_{\text{eff}} = 2.0 \mu\text{m}$  と推測される。

表 4.3: Micromagnetic simulation の計算パラメータ。

セルサイズ	$10 \times 10 \times 35 \text{ nm}^3$
飽和磁化	$M_s = 740 \text{ emu/cm}^3$
Gilbert damping 定数	$\alpha = 0.015$
交換定数	$A = 1.2 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$

図 4.21(c) は図 4.21(b) の鳥瞰図である。アンテナ間の中心近傍でマグノン強度は線幅  $w'_{\text{eff}} = 1.1 \mu\text{m}$  の領域に局在化している。線幅方向には高次の量子化モードが励起していることから、このモード間干渉によって有効幅が変調されていることが分かる。さらに実験では、マグノン強度の局在化は移動平均によって強調される。ここで移動平均とは、レーザー強度が Gauss 関数の分布を持つため、分光装置の検出結

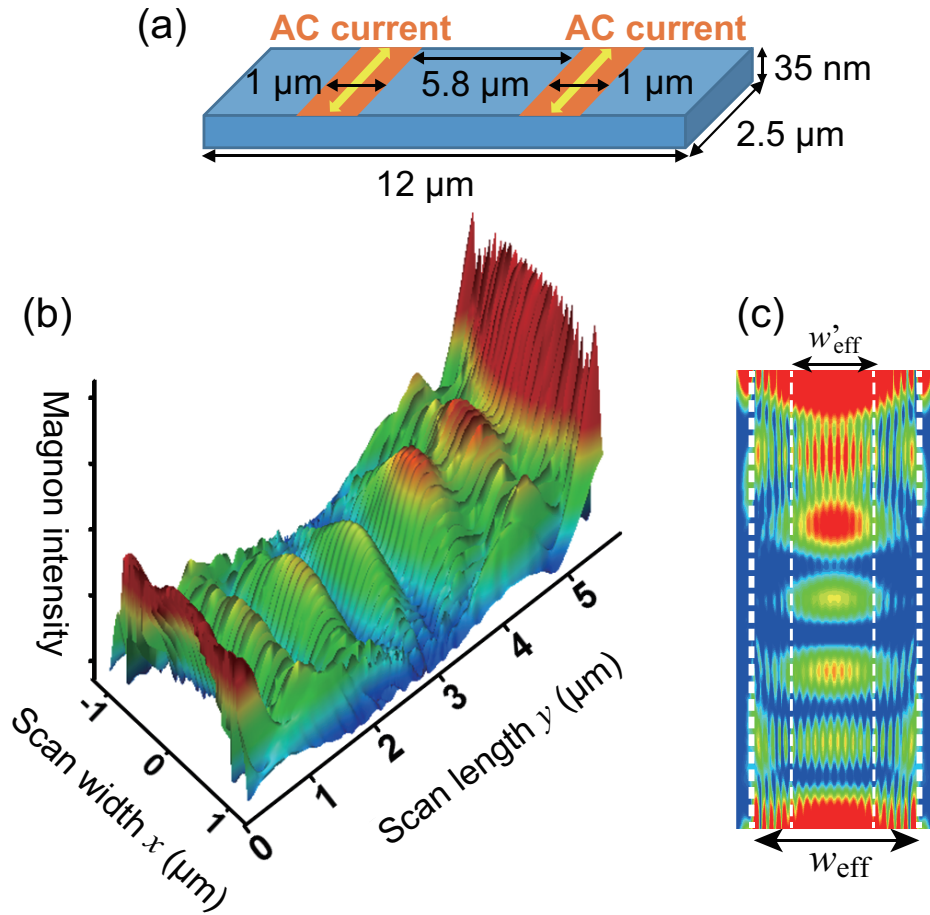


図 4.21: (a) Micromagnetic simulation の計算モデル。(b) Micromagnetic simulation によるスピン波干渉のシミュレーション結果。 $y$  方向にピークが現れ、実験結果図 4.16 を再現した。一方  $x$  方向には間隔  $100 \text{ nm}$  の細かなピークが現れ、高次の量子化モードが励起していることが分かる。(c) (b) の鳥瞰図で、マグノン強度分布のシミュレーション結果を示す。マグノンは線幅  $w'_{\text{eff}} = 1.1 \mu\text{m}$  の領域に局在している。



果は Gauss 関数の重みづけをされることを意味する。そのため、 $w_{\text{eff}}$  と  $w'_{\text{eff}}$  の間のマグノン強度は弱められる。

#### 4.2.5 スピン波の位相制御に対する閉じ込め効果の寄与

高次モードの励起がスピン波の位相干渉に与える影響を調べるために、フェイズシフターによって励起アンテナ EX2 に印加するマイクロ波の位相差  $\Delta\varphi$  を与え、励起アンテナ EX1 と EX2 で励起されるスピン波間の位相差を  $\Delta\varphi$  とした。図 4.22 に、位相差  $\Delta\varphi = 0$  および  $\pi$  を与えたときに、細線中心 ( $x = 0 \mu\text{m}$ ) に沿ってマグノン強度分布を測定した結果を示す。位相差  $\Delta\varphi = 0$ 、 $\Delta\varphi = \pi$  のいずれの場合も、スピン波干渉により Py 細線中に定在波が発生している。マグノン強度は励起アンテナ近傍に比べて二本のアンテナの間では減衰しており、自然減衰と閉じ込め効果によってマグノン強度が減衰したことで定在波の振幅が減衰したことを表す。マグノン強度の位置依存性は、 $\Delta\varphi = 0$  を与えた場合と  $\Delta\varphi = \pi$  を与えた場合で、定在波の腹と節が互いに逆転した。これは干渉パターンが位置が位相差に応じてシフトしたため、定在波のピーク位置を位相差によって制御できることがわかる。

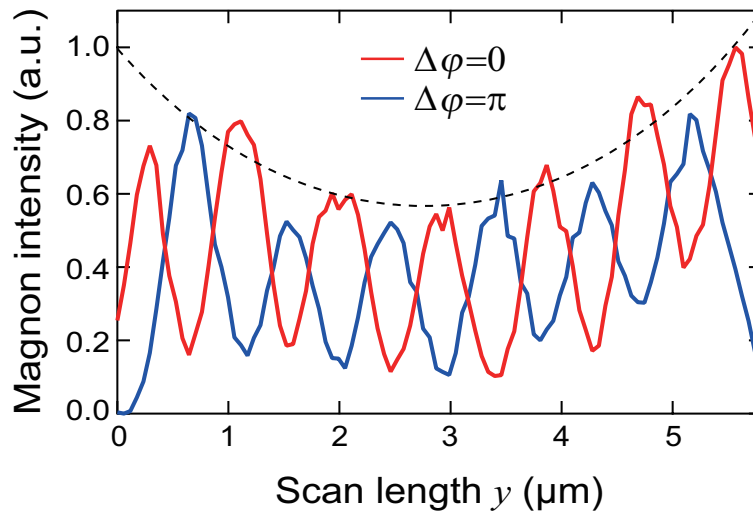


図 4.22:  $x = 0$  におけるマグノン強度。最大強度で規格化した。周期的なピークの出現は定在波が励起していることを表す。位相差  $\Delta\varphi$  は励起アンテナ EX1 で励起されるマグノンと励起アンテナ EX2 で励起されるマグノンの間の位相差であり、 $\Delta\varphi = 0$  の場合と  $\Delta\varphi = \pi$  の場合で、定在波の腹と節の位置が反転する。破線はマグノン強度の減衰を表す。



位相差に対するマグノン強度の応答を詳しく調べるために、図4.23(a)に示した六点到観測位置を固定し、マグノン強度の位相差依存性を測定した。図4.23(b)に示すように、細線中心の観測位置A、B、Cでは、マグノン強度は位相差に依存して変化した。 $\Delta\varphi = 0$ のときの観測位置A、Cではそれぞれ強め合い・弱め合いの条件になっており、細線長手方向に沿って位置が $\delta/2$ 変わることが位相 $\pi$ のシフトに相当する。また、実験結果は式(4.10)において $n=1$ のみを考慮したフィッティング結果で再現でき、スピン波を位相で制御できることがわかった。一方、図4.23(c)から分かるように、マグノンの局在領域境界の観測位置D、E、Fでは、マグノン強度は中心部のマグノン強度の最大値の高々20%程度であり、境界位置でのマグノン強度は位相差に対して明確な依存性を示さなかった。式(4.10)において高次の効果 $n=3,5,\dots$ を含めて計算しても再現されず、量子化モードの干渉によってマグノン強度の消失した領域では、スピン波の位相安定性が失われることがわかった。

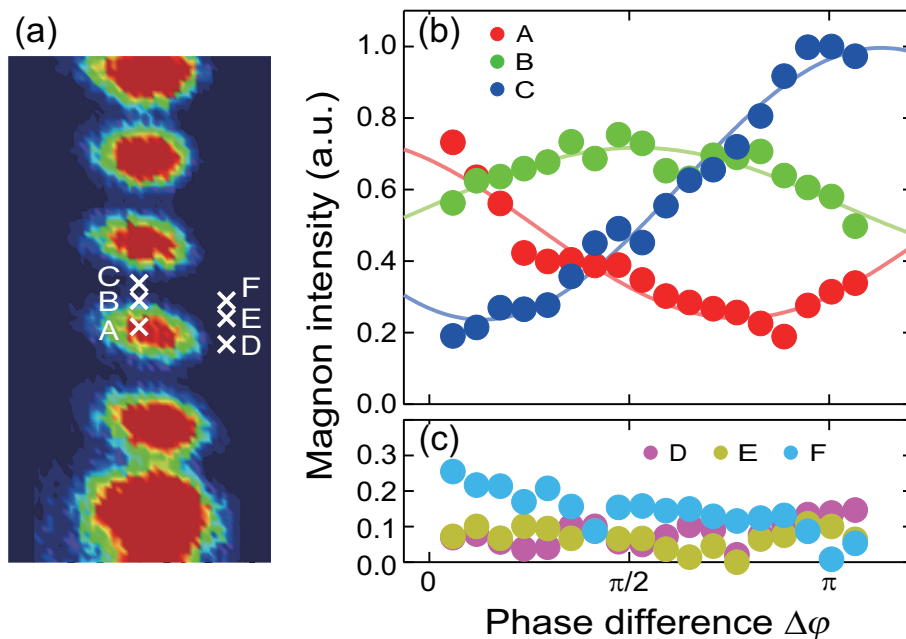


図 4.23: (a)  $\Delta\varphi = 0$  のときのマグノン強度の空間分布。A から F は観測点を示し、A、B、C は細線の中心線上、D、E、F は有効幅の境界上に設定する。(b) 細線中心部と (c) 細線エッジ近傍におけるマグノン強度の位相差依存性。丸印は実験結果、実線は式 (4.10) によるフィッティング結果を示す。観測位置 A、B、C ではマグノン強度は位相差に依存して変化する、量子化モード  $n=1$  のみを含めた式 (4.10) で再現された。一方、観測位置 D、E、F ではマグノン強度は位相差に対して明確な依存性を示さず、高次の量子化モードの寄与まで含めても、式 (4.10) で実験結果を再現できない。

スピン波干渉による論理演算をマイクロ細線で実現する際に、スピン波干渉は有効幅内では位相制御が可能であるが、有効幅の境界では位相の依存性がなくなるため、有効幅境界からエッジの領域のマグノンがバックグラウンドとなる。マイクロ細線では薄膜に比べて体積磁化が減少するので、論理演算機構の実現のためにはSN比を良くしなければデバイスとして実用化できない。そのため、ノイズ源となる有効幅境界からエッジの領域のマグノン信号を検出せず、位相で制御できる有効幅内のマグノン信号のみを検出する機構が必要である。したがって、マグノン信号を検出するにはポイントコンタクトなどの手法を用いて有効幅内から局所的に信号を検出すれば、SN比を向上することができる。また、反磁場と量子化モード間干渉によってマグノン強度が閉じ込められることで、細線外への漏れ磁場を小さくすることができる。回路を集積化する際に、隣り合う素子が互いの動作に影響しない距離まで近づけては位置できるので、漏れ磁場が小さくなると、その分隣り合う素子を接近して配置することができ、デバイスを集積化することが可能であると考えられる。

#### 4.2.6 まとめ

膜厚 35 nm、線幅 2.5  $\mu\text{m}$  の Py 細線において、micro-focused BLS 分光測定により surface mode スピン波の干渉を実空間領域において観測したところ、スピン波の伝搬領域を半値全幅で評価すると 0.75 から 1.10  $\mu\text{m}$  の領域に局在することがわかった。Micromagnetic simulation により、量子化モードのモード間干渉が 100 nm という細かい干渉パターンを形成していることがわかり、高次の量子化モードの寄与が明らかになった。また、量子化モードのモード間干渉により、閉じ込め効果が強調されていることがわかった。閉じ込め領域内では surface mode スピン波の位相安定性が確保されたが、閉じ込め領域の境界ではランダムであり、デバイスの SN 比向上のためには、閉じ込め領域内から局所的に信号を取り出す必要がある。

## 第5章 結論

本研究では、電流を用いてマグノン Bose-Einstein 凝縮 (BEC) を調べるという新しいアプローチのために、金属での backward mode スピン波伝搬の観測と、backward mode スピン波と電子スピンの相互作用の解明を目指した。また、スピン波を用いた応用研究として、スピン波干渉を利用した論理演算機構の構築を目的とし、試料の微細化が論理演算機能に与える影響を調べた。

### 金属における backward mode スピン波の伝搬

マグノンの凝縮状態の物性の研究を深めるため、金属でマグノン BEC を発現させ、電流をプローブとして用いることを目指し、第3章では、マグノン BEC を起こすと予想されている backward mode スピン波を金属中に励起し、その信号を検出し伝搬特性を調べた。本実験では、埋め戻し法という独自の手法で膜厚数百ナノメートルオーダーの試料の作製を可能にした。試料膜厚の増加により backward mode スピン波の群速度が増加し、振幅が減衰する前に検出が可能となり、金属系でも backward mode スピン波の伝搬を観測できた。周波数領域と実時間領域の両方のスピン波伝搬測定から、外部磁場 1.1 kOe を印加した膜厚 280 nm の Py 薄膜において、群速度が  $v_g = 4.1$  km/s、減衰長が  $\Lambda = 3.4$   $\mu\text{m}$ 、Gilbert damping 定数が  $\alpha = 0.019$  であることを明らかにした。

マグノン BEC を電流をプローブとして調べるためには、電流に対する backward mode スピン波の応答を知る必要があるため、backward mode スピン波と電子スピン系との相互作用を調べた。電流密度を大きくするため、磁性体は薄膜でなく、膜厚 190 nm、線幅 2  $\mu\text{m}$  の Py マイクロ細線を用いた。マイクロ細線においても backward mode スピン波の電氣的検出に成功し、 $j = 5 \times 10^{10}$  A/m<sup>2</sup> の電流密度の印加に対して、backward mode スピン波の共鳴周波数は約 200 MHz もの巨大な周波数シフトを示した。周波数シフトの外部磁場・試料膜厚・波数の各依存性および micromagnetic simulation から、周波数シフトには Joule 発熱、スピントランスファートルク、磁性体内に発生する Oersted 磁場による内部磁場分布などの効果が複雑に寄与すること

がわかった。

本実験は、世界で初めて backward mode スピン波の伝搬波形および電流誘起スピン波 Doppler 周波数シフトを測定することに成功し、金属における backward mode スピン波実験の基礎研究と位置付けられる。

#### 金属微細構造におけるスピン波干渉

電気信号を用いない省エネルギーデバイスの実現のために、スピン波のみの論理演算機構の構築を目指して、第4章では Py 薄膜および細線でスピン波干渉実験を行った。まず、膜厚 35 nm の Py 薄膜において surface mode スピン波の干渉波形を実時間領域で電気測定したところ、干渉パターンが位相に対して安定した依存性を示した。スピン波の励起に用いる高周波磁場の回転方向を活用すると、外的な位相制御なしでスピン波の位相を決定することができ、干渉の強め合い・弱め合いから、デジタル信号の 1/0 に対応するマグノン信号の演算出力に成功した。

次に、スピン波伝送路の微細化に伴う閉じ込め効果がスピン波干渉に与える影響を調べるため、線幅 2.5  $\mu\text{m}$  の Py 細線試料において surface mode のスピン波干渉を測定した。Micro-focused Brillouin light scattering 分光装置を用いてマグノン強度の空間分布を測定したところ、細線中心部  $0.75 \mu\text{m} \leq \Delta w_{\text{eff}} \leq 1.10 \mu\text{m}$  の範囲にマグノン強度が局在した。線幅方向には 130 nm や 200 nm 間隔でマグノン強度の振動が生じ、高次の量子化モード ( $9 \leq n$ ) の寄与を検出した。線幅方向のマグノン強度の振動は micromagnetic simulation で再現され、高次モードのモード間干渉により閉じ込め効果が強くなるため、内部磁場分布から予想される閉じ込め幅よりも狭くなり、 $\Delta w_{\text{eff}}$  が決まっていると考えられる。閉じ込め領域外ではマグノン強度の位相安定性が消失したことから、マグノンの位相制御に関しては、閉じ込め領域内のみ可能であり、薄膜と同様の論理演算機能が確保されることがわかった。

上記の方法でマグノン演算信号を得られたことは、マグノニクス的一端を担うスピン波デバイス開発の観点において重要な成果である。また、デバイスを微細化する際には、閉じ込め領域外のマグノン信号はノイズ源となるため、閉じ込め領域内から局所的に信号を検出することで信号雑音比を向上できることを示している。

#### 今後の展望

本研究で展開したように、マグノニクスは基礎研究とデバイスへの応用研究が密接に関わって発展している。Backward mode スピン波の基礎研究が応用研究を進展させる例として、細線形状の磁性体では、形状磁気異方性により細線長手方向に磁

化しやすいため、surface mode よりも backward mode の方が励起に必要な外部磁場を低減でき、着磁に必要な消費電力の削減が期待できる。減衰が速いという欠点を克服できれば、backward mode スピン波をデバイス中のキャリアとして用いることが期待できる。

また、金属細線でスピン波波束を励起すれば、閉じ込め効果により波束の拡散が抑制され、磁気ソリトンを励起できる可能性がある。磁気ソリトンは絶縁体において盛んに実験されているが [93–100]、金属では報告されていない。金属でのマグノン BEC と同様に、金属で磁気ソリトンを励起できれば電子系との相互作用を調べられ、スピン波の非線形物理のさらなる解明につながる。また、スピン波もソリトン化することで寿命を延ばすことができ、光ソリトンのように長距離伝搬が可能になると期待できる。

本研究から、金属マイクロ細線での backward mode スピン波の伝搬と、surface mode スピン波の干渉が実証されたので、それらを組み合わせたスピン波トランジスタの構築が期待できる。Surface mode スピン波干渉による backward mode スピン波の励起は Brächer らによって実験されている [101]。彼らは図 5.1(a) に示すような T 字型のスピン波伝送路を用いて、青色で示された細線中で surface mode スピン波を干渉させ、T 字分岐点が定在波の腹になるときに緑色で示された T 字の腕に backward

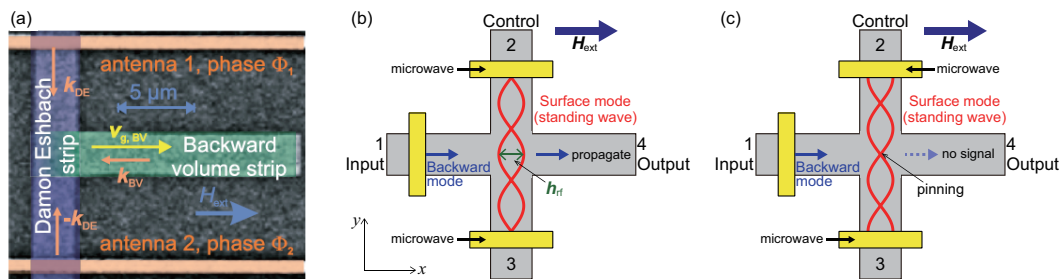


図 5.1: (a) Surface mode スピン波干渉により backward mode スピン波を励起するための T 字試料。アンテナ 1、2 を用いて青色で示した腕 (Damon Eshbach strip) に対向する波数ベクトルを持つ surface mode スピン波を励起し干渉させ、緑色で示した腕 (Backward volume strip) 内に backward mode スピン波を励起する (T. Brächer *et al.* [101])。 (b)(c) スピン波トランジスタの概念図。制御端子 2、3 から surface mode スピン波を励起し、スピン波干渉によって入力端子 1 から伝搬する backward mode スピン波を制御する。 (b) は十字交点が surface mode スピン波干渉による定在波が腹になり、backward mode スピン波が交点を通過して出力端子 4 でスピン波信号が検出できると考えられる。 (c) は十字交点が定在波の節となり、ここで磁化がピン止めされるため、出力信号は出ないと予想される。

mode スピン波が励起されることを micro-focused BLS 測定から明らかにした。

Brächer らの研究に本論文の研究を応用し、スピン波トランジスタを構築できる可能性がある。図 5.1(b)(c) にトランジスタ機構の概念図を示す。十字型の伝送路の端子 1 を入力端子、端子 2、3 を制御端子、端子 4 を出力端子とする。十字試料内の磁化を外部磁場によって  $x$  方向に着磁し、端子 1、4 を backward mode 配置、端子 2、3 を surface mode 配置とする。端子 2、3 で対向する波数ベクトルを持つ surface mode スピン波を励起し、干渉させると、定在波が発生し、端子 2、3 で励起されるスピン波間の位相差によって、十字の交点は図 5.1(b) に示すように定在波の腹（干渉の強め合い）または図 5.1(c) に示すように定在波の節（干渉の弱め合い）となる。図 5.1(b) に示す十字交点が定在波の腹の場合には、十字交点で磁化が歳差運動する。スピン波を励起する際に高周波磁場を印加して磁化の歳差運動を誘起するのと逆の効果で、磁化の歳差運動から高周波磁場  $h_{rf}$  が発生すると考えられる。端子 1 から backward mode スピン波を励起すると、backward mode スピン波は振幅の減衰を伴い  $x$  方向へ伝搬するが、十字交点で高周波磁場  $h_{rf}$  が印加されることで磁化の歳差運動へエネルギーが供給され、振幅が増大し、端子 4 で出力信号が得られると予想される。一方、図 5.1(c) に示す十字交点が定在波の節の場合には、十字交点で磁化がピン止めされているため、端子 1 から伝搬してきた backward mode スピン波は十字交点で消失し、端子 4 でスピン波信号を検出することはできないと考えられる。このように surface mode のスピン波干渉により backward mode スピン波の伝搬を制御することで、スピン波のみによるトランジスタ動作が期待できる。

本研究では、基礎物理とデバイス応用の両面から微細加工した金属におけるスピン波ダイナミクスを詳細に調べた。これらの成果は今後のマグノニクスの発展に貢献すると期待できる。

## 参考文献

- [1] F. Bloch, *Z. Phys.* **61**, 206 (1930).
- [2] 太田恵造, 『磁気工学の基礎 II』 pp. 356-362 (共立出版, 1973).
- [3] T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.* **58**, 1098 (1940).
- [4] F. J. Dyson, *Phys. Rev.* **102**, 1217 (1956).
- [5] Y. Sun, H. Chang, M. Kabatek, Y.-Y. Song, Z. Wang, M. Jantz, W. Schneider, and M. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 106601 (2013).
- [6] H. Yu, O. d'Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulos, and D. Grundler, *Sci. Rep.* **4**, 6848 (2014).
- [7] T. Schneider, A. A. Serga, T. Neumann, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, *Phys. Rev. B* **77**, 214411 (2008).
- [8] J. R. Eshbach, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 357 (1962).
- [9] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).
- [10] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264002 (2010).
- [11] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Nature* **443**, 430 (2006).
- [12] T. Giamarchi, C. Rüegg, and O. Tchernyshyov, *Nat. Phys.* **4**, 198 (2008).
- [13] O. Dzyapko, V. E. Demidov, G. A. Melkov and S. O. Demokritov, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3575 (2011).

- [14] V. Vlaminck and M. Bailleul, *Science* **322**, 410 (2008), and its supporting online material.
- [15] K. Sekiguchi, K. Yamada, S.-M. Seo, K.-J. Lee, D. Chiba, K. Kobayashi, and T. Ono, *Phys. Rev. Lett* **108**, 017203 (2012), and its supporting online material.
- [16] M. Haidar and M. Bailleul, *Phys. Rev. B* **88**, 054417 (2013).
- [17] M. Haidar, M. Bailleul, M. Kostylev, and Y. Lao, *Phys. Rev. B* **89**, 094426 (2014).
- [18] J.-Y. Chauleau, H. G. Bauer, H. S. Körner, J. Stigloher, M. Härtinger, G. Woltersdorf, and C. H. Back, *Phys. Rev. B* **89**, 020403 (2014).
- [19] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [20] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [21] J. Fernández-Rossier, M. Braun, A. S. Núñez and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **69**, 174412 (2004).
- [22] S. Zhang and Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
- [23] D. C. Ralph and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
- [24] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [25] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
- [26] S. Zhang and Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
- [27] M. D. Stiles and J. Miltat, *Top. Appl. Phys.* **101**: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* pp. 225-308 (Springer, New York, 2006).
- [28] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).
- [29] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. P. Parkin, *Nature* **443**, 197 (2006).



- [30] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
- [31] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, V. Tsoi, and P. Wyder, *Nature* **406**, 46 (2000).
- [32] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Nature* **425**, 380 (2003).
- [33] V. E. Demidov, S. Urazhdin, and S. O. Demokritov, *Nat. Mater.* **9**, 984 (2010).
- [34] S. Urazhdin, V. E. Demidov, H. Ulrichs, T. Kendziorczyk, T. Kuhn, J. Leuthold, G. Wilde, and S. O. Demokritov, *Nat. Nanotech.* **9**, 509 (2014).
- [35] S.-M. Seo, K.-J. Lee, H. Yang, and T. Ono, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 147202 (2009).
- [36] H. Schultheiss, X. Janssens, M. van Kampen, F. Ciubotaru, S. J. Hermsdoerfer, B. Obry, A. Laraoui, A. A. Serga, L. Lagae, A. N. Slavin, B. Leven, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157202 (2009).
- [37] S.-W. Lee, H.-W. Lee, K.-J. Lee, *Curr. Appl. Phys.* **14**, 182 (2014).
- [38] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa and E. Saitoh, *Nature* **455**, 778 (2008).
- [39] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E.W. Bauer, S. Maekawa and E. Saitoh, *Nat. Mater.* **9**, 894 (2010).
- [40] J. Flipse, F. K. Dejene, D. Wagenaar, G. E.W. Bauer, J. Ben Youssef, and B. J. van Wees *Phys. Rev. Lett.* **113**, 027601 (2014).
- [41] J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [42] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Science* **306**, 1910 (2004).
- [43] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 036601 (2008).

- [44] K. Ando and E. Saitoh, Nat. Commun. **3**, 629 (2012).
- [45] M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, B. Leven, and B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett. **87**, 153501 (2005).
- [46] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, Appl. Phys. Lett. **92**, 022505 (2008).
- [47] K. S. Lee and S. K. Kim, J. Appl. Phys. **104**, 053909 (2008).
- [48] A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Nat. Commun. **5**, 4700 (2014).
- [49] K. Sekiguchi, K. Yamada, S. M. Seo, K. J. Lee, D. Chiba, and T. Ono, Appl. Phys. Lett. **97**, 022508 (2010).
- [50] C. Mathieu, J. Jorzick, A. Frank, S. O. Demokritov, A. N. Slavin, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, and E. Cambril, Phys. Rev. Lett. **81**, 3968 (1998).
- [51] J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux, and A. N. Slavin, Phys. Rev. B **60**, 15194 (1999).
- [52] M. Bailleul, D. Olligs, C. Fermon, and S. O. Demokritov, Europhys. Lett. **56**, 741 (2001).
- [53] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K. Y. Guslienko, A. N. Slavin, D. V. Berkov, and N. L. Gorn, Phys. Rev. Lett. **88**, 047204 (2002).
- [54] S. O. Demokritov and B. Hillebrands, Top. Appl. Phys. **83**: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I* pp. 65-92 (Springer, New York, 2002).
- [55] C. Bayer, J. Jorzick, S. O. Demokritov, A. N. Slavin, K. Y. Guslienko, D. V. Berkov, N. L. Gorn, M. P. Kostylev, and B. Hillebrands, Top. Appl. Phys. **101**: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* pp. 57-103 (Springer, New York, 2006).
- [56] J. Topp, J. Podbielski, D. Heitmann, and D. Grundler, Phys. Rev. B **78**, 024431 (2008).

- [57] J. Topp, J. Podbielski, D. Heitmann, and D. Grundler, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D302 (2009).
- [58] V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, and S. O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 112509 (2009).
- [59] J. H. Kwon, S. S. Mukherjee, M. Jamali, M. Hayashi, and H. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 132505 (2011).
- [60] S. S. Mukherjee, J. H. Kwon, M. Jamali, M. Hayashi, and H. Yang, *Phys. Rev. B* **85**, 224408 (2012).
- [61] N. Sato, K. Sekiguchi, and Y. Nozaki, *J. Magn. Soc. Jpn.* **37**, 214 (2013).
- [62] K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, and H. Schultheiss, *Nat. Nanotech.* **11**, 432 (2016).
- [63] B. Hillebrands, *Top. Appl. Phys.* **75: Light Scattering in Solids VII** pp. 204-208 (Springer, New York, 2000).
- [64] V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, and G. Reiss, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 252504 (2007).
- [65] V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, and G. Reiss, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 232503 (2008).
- [66] V. E. Demidov, S. O. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, and G. Reiss, *Phys. Rev. B* **77**, 064406 (2008).
- [67] H. Schultheiss, S. Schäfer, P. Candeloro, B. Leven, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 047204 (2008).
- [68] V. E. Demidov, J. Jersch, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, and S. O. Demokritov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177207 (2009).
- [69] G. Gubbiotti, G. Carlotti, M. Madami, S. Tacchi, P. Vavassori, and G. Socino, *J. Appl. Phys.* **105**, 07D521 (2009).

- [70] K. Vogt, H. Schultheiss, S. J. Hermsdoerfer, P. Pirro, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 182508 (2009).
- [71] V. E. Demidov, S. Urazhdin, and S. O. Demokritov, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 262509 (2009).
- [72] V. E. Demidov, J. Jersch, and S. O. Demokritov, *Phys. Rev. B* **79**, 054417 (2009).
- [73] P. Pirro, T. Brächer, K. Vogt, B. Obry, H. Schultheiss, B. Leven, and B. Hillebrands, *Phys. Status Solidi B* **248**, No. 10, 2404 (2011).
- [74] P. Clausen, K. Vogt, H. Schultheiss, S. Schäfer, B. Obry, G. Wolf, P. Pirro, B. Leven, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 162505 (2011).
- [75] K. Vogt, H. Schultheiss, S. Jain, J. E. Pearson, A. Hoffmann, S. D. Bader, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 042410 (2012).
- [76] M. Madami, G. Gubbiotti, S. Tacchi, and G. Carlotti, *Solid State Physics* **63**, 79 (2012).
- [77] K. Vogt, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, T. Sebastian, S. D. Bader, B. Hillebrands, A. Hoffmann, and H. Schultheiss, *Nat. Commun.* **5**, 3727 (2014).
- [78] R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [79] D. D. Stancil and A. Prabhakar, *Spin Waves: Theory and Applications*, pp. 1-167 (Springer, New York, 2009).
- [80] H. Schultheiss, doctoral thesis: *Kohärenz und Dämpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen*, pp. 17-21 (2010).
- [81] B. A. Kalinikos and A. N. Slavin, *J. Phys. C* **19**, 7013 (1986).
- [82] K. Y. Guslienko, R. W. Chantrell, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. B* **68**, 024422 (2003).
- [83] K. Schultheiss, doctoral thesis: *Spinwellentransport in zweidimensionalen Mikrostrukturen*, pp. 13-19 (2013).
- [84] 金森順次郎, 『磁性』 pp. 131-133 (培風館, 1969).

- [85] P. A. Fleury and R. Loudon, Phys. Rev. **166**, 514 (1968).
- [86] J. R. Sandercock, Top. Appl. Phys. **51**: *Light Scattering in Solids III* pp. 173-206 (Springer, New York, 1982).
- [87] P. Grünberg, Top. Appl. Phys. **66**: *Light Scattering in Solids V* pp. 303-335 (Springer, New York, 1989).
- [88] 北川禎三, A. T. Tu, 『ラマン分光学入門』 pp. 5-24 (化学同人, 1988).
- [89] 濱口宏夫, 岩田耕一, 『ラマン分光法』 pp. 13-50 (講談社, 2015).
- [90] V. Vlaminck and M. Bailleul, Phys. Rev. B **81**, 014425 (2010).
- [91] V. Vlaminck, doctoral thesis: *Décalage Doppler d'onde de spin induit par un courant électrique*, pp. 85-87 (2008).
- [92] N. Inaba, H. Asanuma, S Igarashi, S. Mori, F. Kirino, K. Koike, and H. Morita, IEEE Trans. Magn. **42**, 2372 (2006).
- [93] B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, and A. N. Slavin, JETP Lett. **38**, 413 (1983).
- [94] P. De Gasperis, R. Marcelli, and G. Miccoli, Phys. Rev. Lett. **59**, 481 (1987).
- [95] B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, and A. N. Slavin, Phys. Rev. B **42**, 8658 (1990).
- [96] M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash, and C. E. Patton, Phys. Rev. B **49**, 12773 (1994).
- [97] O. Büttner, M. Bauer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, B. A. Kalinikos, and A. N. Slavin, Phys. Rev. Lett. **82**, 4320 (1999).
- [98] A. N. Slavin, O. Büttner, M. Bauer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, B. A. Kalinikos, V. V. Grimalsky, and Y. Rapoport, Chaos **13**, 693 (2003).
- [99] Y. K. Fetisov, C. E. Patton, and V. T. Synogach, JETP Lett. **83**, 488 (2006).
- [100] M. Z. Wu, P. Krivosik, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **96**, 227202 (2006).

[101] T. Brächer, P. Pirro, J. Westermann, T. Sebastian, B. Lägele, B. Van de Wiele, A. Vansteenkiste, and B. Hillebrands, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 132411 (2013).

# 謝辞

本博士論文の作成にあたり、ご協力くださいました方々にこの場をお借りしてお礼申し上げます。

慶應義塾大学工学部物理学科 関口康爾専任講師には学部四年生から五年間に渡り、大変お世話になりました。試料作製手法や解析ソフトの使い方等、基礎的な技術から、学会発表の仕方、論文の書き方に至るまで丁寧にご指導いただきました。また、実験で気を遣うべき個所やデータからものを言う意識など、実験家としての重要な心構えを教えてくださいました。物理の知識や技術的な部分、研究者として生きる覚悟など、様々な角度から私に足りない個所を的確にご指摘くださいました。深く感謝申し上げます。

慶應義塾大学工学部物理学科 能崎幸雄教授には学部四年生から五年半に渡り、大変お世話になりました。研究室の進捗報告会を通して、学会発表の仕方やデータの見方をご指導いただきました。本研究に対しても、鋭いご指摘・ご意見をいただき、より深く考えるきっかけを与えてくださいました。深く感謝申し上げます。

慶應義塾大学工学部物理学科 佐々田博之教授には、本博士論文の副査をお引き受けいただきました。本論文に関して鋭いご指摘とご助言をいただき、大変参考になりました。お忙しい中ご精読いただきましたことを心より感謝申し上げます。

慶應義塾大学工学部物理学科 大橋洋士教授には、本博士論文の副査をお引き受けいただきました。本論文に関して鋭いご指摘とご助言をいただき、大変参考になりました。お忙しい中ご精読いただきましたことを心より感謝申し上げます。

慶應義塾大学工学部物理情報工学科 神原陽一准教授には、本博士論文の副査をお引き受けいただきました。本論文に関して鋭いご指摘とご助言をいただき、大変参考になりました。お忙しい中ご精読いただきましたことを心より感謝申し上げます。

韓国の Korea University, KU-KIST Graduated School of Converging Science and Technology, Seung-Jae Lee 氏、Korea University, Department of Materials Science and Engineering, Seo-Won Lee 博士、Korea University, Kyung-Jin Lee 教授にはスピン波干渉

および電流によるスピン波の周波数変調に関して micromagnetic simulation を行っていただきました。シミュレーションから、実験の精度では分からなかった結果が得られ、実験結果をより深く考察することができました。心よりお礼申し上げます。

ドイツの Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), Division of Magnetism, Helmut Schultheiss 博士には、micro-focused Brillouin light scattering 分光装置の技術および実験手法を教えてくださいました。また博士課程二年生のときに、HZDR で研究する機会をいただきました。短期間でしたが海外で研究できたことは、研究だけでなく、進路を考える上で非常に有意義な経験となりました。心よりお礼申し上げます。

慶應義塾大学職員 小向康夫氏、慶應義塾大学中央試験所 高野朋幸氏には電子線描画装置をはじめとする装置の利用に関して大変お世話になりました。特に、慶應・神奈川ものづくり技術実証・評価センター設置の電子線描画装置を用いた試料作製に関して、お二方に大変なお力添えをいただきました。深く感謝申し上げます。

豊橋技術科学大学井上研究室 博士課程三年生の金澤直輝氏には、ディスカッションや実験を通して、工学の立場からの貴重なご意見をいただきました。また、同学年の研究仲間を得られたことは私にとって非常に嬉しいことでした。深く感謝申し上げます。

慶應義塾大学能崎研究室の学生、卒業生の方々には普段の生活や研究進捗報告会を通して大変お世話になりました。皆さまからのご指摘で、見逃していた個所に気づくことができ、より考えを深めることができました。特に、川上達彦氏、石田尚子氏には backward mode のスピン波実験において多大なご協力をいただきました。また、研究以外にも様々な企画があり、とても楽しく充実した学生生活を送ることができました。深く感謝申し上げます。

最後に、友人、家族をはじめする、本研究を支えてくださったすべての方々に心よりお礼申し上げます。



# 付録A ベクトルネットワークアナライザによる相互インダクタンスの評価

ベクトルネットワークアナライザでは、周波数領域におけるエネルギーの放出・吸収の比率を表す scattering パラメータ ( $S$  パラメータ) を測定する。図 A.1 のような 2 ポートの回路を仮定したとき、ポート 1 の入力電力の平方根を  $a_1$ 、出力電力の平方根を  $b_1$ 、ポート 2 の入力電力の平方根を  $a_2$ 、出力電力の平方根を  $b_2$  とおくと、 $S$  パラメータと電力の関係は

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

と表せる。ここで、 $S_{11}$  はポート 1 における反射損失、 $S_{21}$  はポート 1 からポート 2 への挿入損失、 $S_{12}$  はポート 2 からポート 1 への挿入損失、 $S_{22}$  はポート 2 における反射損失を意味する。ポート 1、ポート 2 における電圧と電流をそれぞれ  $V_1$ 、 $V_2$ 、 $I_1$ 、 $I_2$  とおくと、

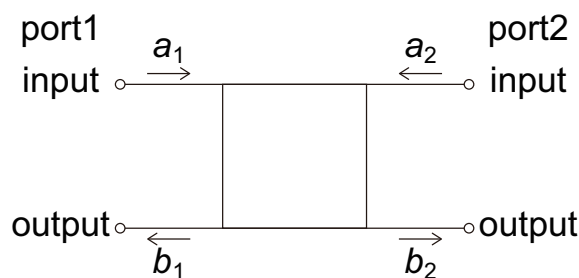


図 A.1: 2 ポートの回路の模式図。  $a_1$ 、 $a_2$ 、 $b_1$ 、 $b_2$  はそれぞれポート 1 の入力電圧、ポート 2 の入力電圧、ポート 1 の出力電圧、ポート 2 の出力電圧の平方根を表す。

$$\begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

と書ける。簡単のため、 $[V] = [a] + [b]$ 、 $[I] = [a] - [b]$ とおく。ここで、インピーダンス行列  $[Z]$  が存在すれば

$$[V] = [Z][I] \quad (\text{A.4})$$

と書ける。式 (A.1)~(A.4) よりインピーダンスを  $S$  パラメータで表すと

$$Z_{11} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})+S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}, \quad (\text{A.5})$$

$$Z_{12} = \frac{2S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}, \quad (\text{A.6})$$

$$Z_{21} = \frac{2S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}, \quad (\text{A.7})$$

$$Z_{22} = \frac{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}} \quad (\text{A.8})$$

となる。インピーダンスは回路の抵抗  $R$ 、インダクタンス  $L$ 、キャパシタンス  $C$  を用いて

$$Z = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \quad (\text{A.9})$$

と表せるが (ただし  $i$  は虚数単位)、本研究では抵抗とキャパシタンスはないので、インダクタンス  $L$  は  $S$  パラメータを用いて次式で表せる。

$$L_{11} = \frac{1}{i\omega} \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})+S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}, \quad (\text{A.10})$$

$$L_{12} = \frac{1}{i\omega} \frac{2S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}, \quad (\text{A.11})$$

$$L_{21} = \frac{1}{i\omega} \frac{2S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}, \quad (\text{A.12})$$

$$L_{22} = \frac{1}{i\omega} \frac{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{12}S_{21}}. \quad (\text{A.13})$$

## 付録B メアンダ構造による励起波数の計算

メアンダ構造で励起されるスピン波の波数は高周波アンテナの設計から決定される [90,91]。図B.1に高周波アンテナの電流密度分布を示す。メアンダ構造は赤四角で示した基本パターンの繰り返しである。実空間における基本パターンの電流密度  $\hat{j}_{\text{pattern}}(x)$  は

$$\hat{j}_{\text{pattern}}(x) = \begin{cases} -1 & -\left(\frac{l_S}{2} + l_1 + l_G\right) \leq x \leq -\left(\frac{l_S}{2} + l_1\right), \left(\frac{l_S}{2} + l_1\right) \leq x \leq \left(\frac{l_S}{2} + l_1 + l_G\right) \\ 1 & -\frac{l_S}{2} \leq x \leq \frac{l_S}{2} \\ 0 & \text{その他} \end{cases}$$

となるので、波数空間ではフーリエ変換により

$$\hat{j}_{\text{pattern}}(k) = l_S \operatorname{sinc}\left(\frac{kl_S}{2}\right) - 2l_G \cos\left(k \frac{l_S + l_G + 2l_1}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{kl_G}{2}\right) \quad (\text{B.1})$$

と表せる。Aタイプでは5回の折り返しであり、基本パターンの平行移動と強度の反転により、例えばパターン1は

$$\hat{j}_1(x) = -1 \times \hat{j}_{\text{pattern}}(x - l_{\text{pattern}})$$

表せるので、波数空間では

$$\hat{j}_1(k) = -\cos(kl_{\text{pattern}}) \hat{j}_{\text{pattern}}(k)$$

と書け、パターン2は

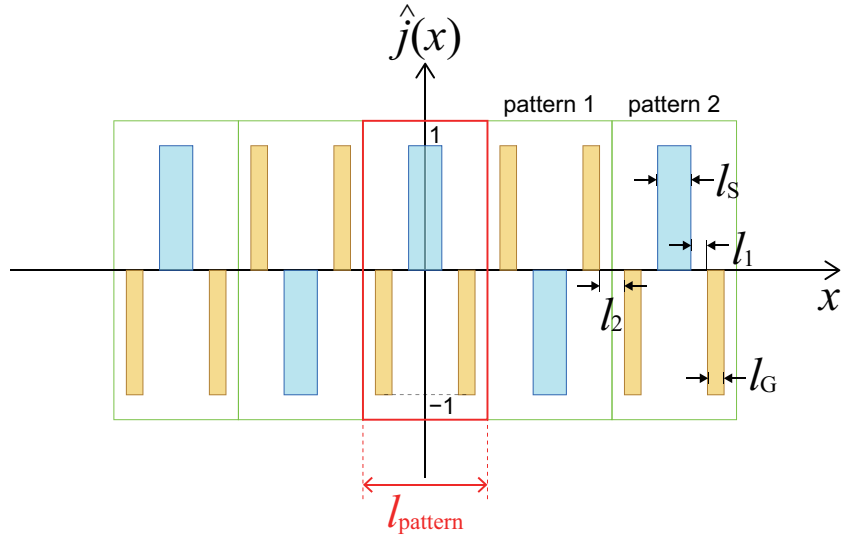


図 B.1: A タイプの高周波アンテナの規格化した電流密度分布。\$l\_S\$ はシグナル線の線幅、\$l\_G\$ はグラウンド線の線幅、\$l\_1\$ はシグナル線とグラウンド線の間隔、\$l\_2\$ はグラウンド線間の間隔を示す。赤四角は基本パターンを示し、長さは \$l\_{\text{pattern}} = l\_S + 2l\_G + 2l\_1 + l\_2\$ と表せる。水色はシグナル線、オレンジ色はグラウンド線を示す。

$$\begin{aligned}\hat{j}_2(x) &= \hat{j}_{\text{pattern}}(x - 2l_{\text{pattern}}), \\ \hat{j}_2(k) &= \cos(2kl_{\text{pattern}}) \hat{j}_{\text{pattern}}(k)\end{aligned}$$

と表せる。したがって A タイプの電流密度分布は波数空間において

$$\hat{j}(k) = j_{\text{pattern}}(k) \{1 - 2\cos(kl_{\text{pattern}}) + 2\cos(2kl_{\text{pattern}})\} \quad (\text{B.2})$$

と表せる。同様に B タイプ、C タイプは

B タイプ :

$$\hat{j}(k) = j_{\text{pattern}}(k) \{1 - 2\cos(kl_{\text{pattern}})\}, \quad (\text{B.3})$$

C タイプ :

$$\hat{j}(k) = j_{\text{pattern}}(k) \{1 - \cos(kl_{\text{pattern}})\} \quad (\text{B.4})$$

と表せる。したがって、アンテナの電流密度強度は図 B.2 のようになる。

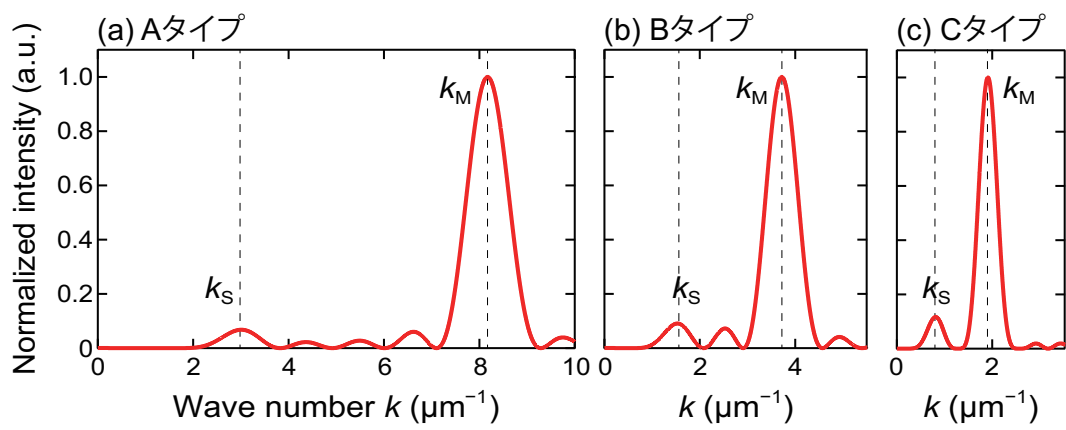


図 B.2: 各タイプのアンテナの電流密度強度。強度が最大のピークをメインピーク、二番目に大きなピークをサテライトピークとし、それぞれの波数を  $k_M$ 、 $k_S$  とした。