

Pt/Py二層膜におけるRayleigh波による
スピニ流生成のPt膜厚依存性

篠崎 謙

令和3年2月1日

目 次

第1章 序論	2
1.1 研究背景	2
1.2 先行研究	2
1.3 研究目的	3
第2章 原理	4
2.1 Rayleigh 波	4
2.1.1 スカラーポテンシャル Ψ とベクトルポテンシャル \mathbf{A}	4
2.1.2 半無限の等方的な固体中の変位	5
2.1.3 Rayleigh 波	6
2.2 スピン渦度結合を介した R-SAW によるスピン流生成	7
2.2.1 スピン流	7
2.2.2 スピン蓄積とスピン流	8
2.2.3 スピン渦度結合	8
2.2.4 R-SAW による渦度がある場合のスピン拡散方程式	9
2.2.5 R-SAW によるスピン流生成	10
2.3 磁気共鳴	11
2.3.1 LLG 方程式	11
2.3.2 強磁性共鳴	13
2.3.3 スピン波共鳴	14
2.3.4 強磁性体/非磁性体二層膜における、STT によるスピン波共鳴	16
第3章 実験方法	17
3.1 試料作製	17
3.1.1 素子設計	17
3.1.2 素子作製	18
3.2 測定方法	20
3.2.1 ネットワークアナライザ測定	20
3.2.2 ゲーティング処理	20
3.2.3 測定系	21
3.3 材料特性	21
3.3.1 LiNbO ₃	21
3.3.2 Pt	22
3.3.3 Ni ₈₁ Fe ₁₉	23
3.3.4 Ti	23
3.3.5 Au	23
第4章 結果・考察	24
4.1 作製素子の顕微鏡写真	24
4.2 Pt の各膜厚での Rayleigh 波吸収量 $\Delta P^{\text{norm}}(f, H)$	25
4.3 共鳴時の Rayleigh 波吸収量 ΔP^{norm} の Pt 膜厚依存性	27
第5章 結論と課題	29

第1章 序論

1.1 研究背景

電子は負の電荷以外にもスピン角運動量、又は単にスピンと呼ばれる内部自由度を持っており、一般にスピン角運動量の流れはスピン流と呼ばれている。スピン流は物質中では数十 nm 程度のごく短い距離で減衰してしまうため、スピン流のもたらす物理現象を発見することは困難であった。しかし、現代の微細加工技術の発展によって、スピン流の存在下における物性を調べることが可能になった。その結果、電子の電荷とスピンという、それまでエレクトロニクスと磁気工学という別々の分野で研究されてきた性質を互いに結びつけて利用する学問領域であるスピントロニクスが創成された。スピントロニクスの発展により、ナノスケールにおけるスピン流によって生じる現象は次々と発見された。その一つがスピン流による磁化反転現象(スピン注入磁化反転)である。これによって、磁場を印加せずともスピン流を磁性体に流し込むだけで、磁性体中の磁化を制御できるようになった。スピン注入磁化反転は微小領域の磁化の操作において大いに有用であり、磁性体を利用した新たな記憶素子であるスピランダムアクセスメモリ(Spin Random Access Memory; SpinRAM)に応用されている。このような現象が示されたことは、スピン流に対する注目を集めることになった。

スピン流の生成方法については図 1.1 に示すように、多くの研究が報告されている。例えば、スピンバルブと呼ばれる強磁性金属/非磁性金属/強磁性金属の 3 層構造における非局所スピン注入(nonlocal spin injection)[3] や、強磁性体中で温度勾配の方向にスピン流を生成するスピンゼーベック効果(spin Seebeck effect)を利用する方法[4]がある。他にも、強磁性金属/非磁性金属の 2 層構造において、強磁性体中の磁化の歳差運動の角運動量が非磁性金属に受け渡されてスピン流が生じるスピンポンピング効果[6] や、強いスピン軌道相互作用(Spin-Orbit Interaction; SOI)を持つ非磁性体を利用した、スピンホール効果(Spin Hall Effect; SHE)[6]による生成方法がある。これら的方法は全て強磁性体か強い SOI を持つ貴金属を必要とする。従って、これらののような材料を用いないスピン流の生成法の開発はスピントロニクスにおける重要な課題である。

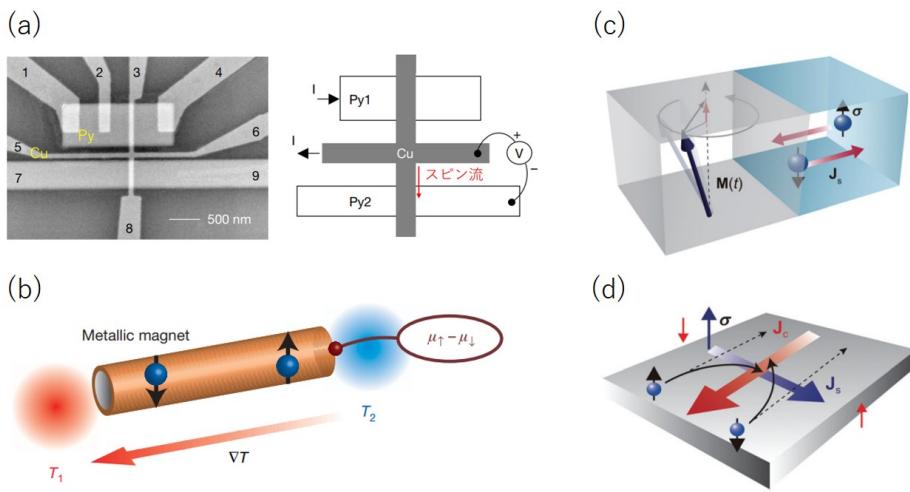


図 1.1: スピン流の生成方法の概略図。(a)NiFe(Py)/Cu/NiFe(Py) のスピンバルブ構造における非局所スピン注入 [3]。(b)スピンゼーベック効果 [4]。(c)スピンポンピング [6]。(d)スピンホール効果 [6]。

1.2 先行研究

近年、弱い SOI しかもたない非磁性材料を用いてスピン流を生成する新たな手法が Matsuo らによって理論的に提唱された[8]。それはミクロなスピン角運動量と非磁性金属のマクロな回転運動による角運動量の結合(スピン回転結合:

Spin Rotation Coupling; SRC) と、物質の表面に沿って伝播する波である表面弹性波を利用したものであった。Matsuo らは、Rayleigh 波型の表面弹性波に伴う表面の変位が物体の厚み方向に減衰することでできる力学的回転の勾配による、SRC を介したスピニン流生成を提唱した。微視的には、表面弹性波による結晶格子の変位は局所的な渦度を形成し、この渦度がスピニン角運動量と結合することで、スピニン蓄積が生じ、スピニン流が生成される。この結合 (スピニン渦度結合 (Spin Vorticity Coupling; SVC)) を介した表面弹性波によるスピニン流生成は 2017 年に Kobayashi らによって、非磁性金属 Cu によって実証実験がなされた [9]。さらに、2019 年に Kurimune らによって、Cu 以外にも Pt、Ti を用いた SVC の実験が報告され [2]、SVC によるスピニン流生成手法は極めて注目されている。

1.3 研究目的

先行研究によって、表面弹性波による SVC を介したスピニン流生成は、NiFe/Cu や NiFe/Pt などの強磁性体/非磁性体二層膜で報告されている。このスピニン流生成法では、用いる非磁性体の SOI が弱くてもスピニン流を生成できる。この手法において、SOI は生じたスピニン流の拡散に対し影響を与えるが、それがどのようなものかは分かっていない。これを明らかにするのが本研究の目的である。

表面弹性波が SVC を介して作り出したスピニン蓄積によって生じたスピニン流は、非磁性金属中を拡散しながら伝わり、接合している強磁性体の磁化にトルクを与える。ここで、強磁性層に到達するスピニン流量は非磁性層の膜厚の影響を受ける。膜厚が変化すると、強磁性層までの距離が変化するので拡散するスピニン流の量が変化し、また表面弹性波による渦度がどれだけ非磁性層中に含まれるかが変化するためである。そこで、SOI の強さの異なる非磁性層のそれについて、膜厚の変化が生成されたスピニン流の量に与える影響を調べることで SOI が SVC に与える影響を調べることができると考えた。従って本研究では、まず SOI が大きくスピニン拡散長が短い非磁性金属 Pt の膜厚依存性から SVC によるスピニン流生成を評価した。

第2章 原理

2.1 Rayleigh 波

本実験においてスピン流の生成は、スピン渦度結合を介して、物体表面を伝播する波である表面弹性波 (Surface Acoustic Wave; SAW) を用いて行った。実際に用いた波は、SAW の中でも特に、伝播方向と物体表面に垂直な方向を含む面内で媒質が変位する Rayleigh 波 (R-SAW) である。Rayleigh 波中における変位ベクトルの表式は以下の手順で与えられる [10]。

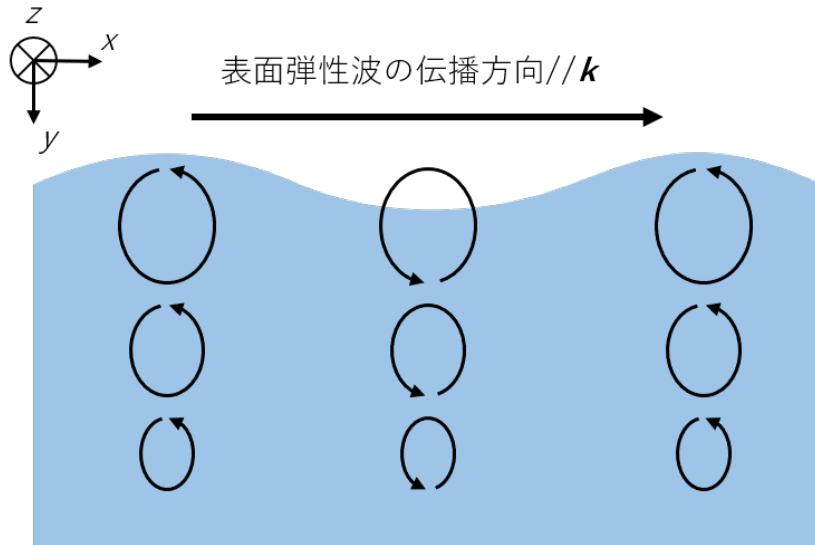


図 2.1: 物質表面を伝播する Rayleigh 波型の表面弹性波の概略図。表面弹性波に伴う格子の楕円運動は表面から内部に向かうほど減衰する。

2.1.1 スカラーポテンシャル Φ とベクトルポテンシャル A

一般に、連続で二回微分可能なベクトル場 $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ は回転に依存しない成分と発散に依存しない成分に分離することができる。具体的には、スカラーポテンシャル $\Phi(\mathbf{r}, t)$ の勾配とベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ の回転に分離して、式 (2.1) に示す固有関数として表すことができる。

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \nabla\Phi(\mathbf{r}, t) + \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \quad (2.1)$$

Φ と \mathbf{A} の定義式は、それぞれ (2.1) の両辺に対し発散 ($\nabla \cdot$) と回転 ($\nabla \times$) を演算したもので得られる。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \Delta\Phi \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{u} = \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.3)$$

さらに通常、 Φ は無限遠で 0 となるように、また \mathbf{A} はその発散が 0 ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) となるとする。この制限によって Φ と \mathbf{A} は一意に決まる。

ここで、体積力を無視した等方的な固体中の運動方程式は、質量密度 ρ 及びラメ係数 λ, μ を用いて

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2.4)$$

と与えられる。これに、(2.1) を代入して整理すると

$$\nabla((\lambda + 2\mu)\nabla^2\Phi - \rho\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}) + \nabla \times (\mu\nabla^2\mathbf{A} - \rho\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}) = 0 \quad (2.5)$$

となる。従って、式 (2.5) が恒等式になるためには 2 つの項はそれぞれ 0 になる必要があるので、 Φ と \mathbf{A} に対して分離された波動方程式を次のように得ることができる。

$$\rho\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu)\nabla^2\Phi \quad (2.6)$$

$$\rho\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = \mu\nabla^2\mathbf{A} \quad (2.7)$$

さらに、縦波速度 $c_l = ((\lambda + 2\mu)/\rho)^{1/2}$ と横波速度 $c_t = (\mu/\rho)^{1/2}$ を用いると (2.6) と (2.7) は次のように書ける。

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{c_l^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.8)$$

$$\nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.9)$$

これは波動方程式であり、式 (2.8) と (2.9) から Rayleigh 波の表式を導くことができる。

2.1.2 半無限の等方的な固体中の変位

固体中の変位 $\mathbf{u}(r, t)$ と歪みテンソル S の関係は次の式で与えられる。

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2.10)$$

さらに歪みテンソル S と応力テンソル T の関係は、等方的な固体の場合、ラメ係数 λ 、 μ を用いて次のように書ける。

$$T_{ij} = \lambda(S_{11} + S_{22} + S_{33})\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \quad (2.11)$$

界面が存在する場合の動的問題で一番単純なものは、平面の境界が分ける空間の一方が真空であり、もう一方の空間を固体が満たしている状況、すなわち固体が半無限の場合である。今、図 2.1 のように座標を設定し、界面が $x-z$ 平面で $y > 0$ を固体が満たしているとする。界面における境界条件として自由表面を考えて界面にかかる力のうち界面と垂直な成分が 0、すなわち $\mathbf{T} \cdot \mathbf{e}_y = 0$ になるという条件を課す。

今、平面波の伝播のみを考え、波数ベクトル \mathbf{k} が xy 平面内にあるとする。このとき変位は z 依存性を持たず、 $\mathbf{u} = \mathbf{u}(x, y, t)$ となる。従って、式 (2.1) より変位ベクトルは

$$\mathbf{u} \equiv \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial\Phi}{\partial x} + \frac{\partial A_z}{\partial y} \\ \frac{\partial\Phi}{\partial y} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

となる。変位と歪みの関係と応力と歪みの関係はそれぞれ式 (2.10) と (2.11) で与えられ、応力テンソルの各成分は歪みを用いて次のように書ける。

$$\begin{aligned} T_{11} &= \lambda\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu\frac{\partial u}{\partial x} \\ T_{22} &= \lambda\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu\frac{\partial v}{\partial y} \\ T_{33} &= \lambda\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) \\ T_{12} &= \mu\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) \\ T_{23} &= \mu\frac{\partial w}{\partial y} \\ T_{31} &= \mu\frac{\partial w}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.13)$$

この式に式 (2.12) を代入すると応力テンソルは Φ と \mathbf{A} を用いて次のように書ける。

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= \lambda\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right) + 2\mu\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial y}\right) \\
 T_{22} &= \lambda\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right) + 2\mu\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial y}\right) \\
 T_{33} &= \lambda\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}\right) \\
 T_{12} &= \mu\left(2\frac{\partial^2\Phi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2}\right) \\
 T_{23} &= \mu\left(\frac{\partial^2 A_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2}\right) \\
 T_{31} &= \mu\left(\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial y}\right)
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

さらに、先に述べたように通常は \mathbf{A} に対するゲージを $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ を満たすように選ぶ。

$$\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} = 0 \tag{2.15}$$

また、界面における境界条件 $T \cdot \mathbf{e}_y = 0$ は次のように書ける。

$$T_{12} = T_{22} = T_{32} = 0(y = 0) \tag{2.16}$$

以上で、半無限体の等方的な固体中における Rayleigh 波の表式を導く準備が整った。

2.1.3 Rayleigh 波

今、図 (2.1) のように、固体表面 ($y = 0$ の平面) に沿って x 方向に進む平面波を考え、2.1.2 節と同様に全ての物理量は z 依存性を持たないとする。Rayleigh 波による変位は xy 平面上に限られるから式 (2.12) において $w = 0$ とみなす。 $w = 0$ と (2.16) を連立させて解くことで $A_x = A_y = 0$ となり、考えるべき波動方程式は式 (2.8) と式 (2.9) より

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0 \tag{2.17}$$

$$\nabla^2 A_z - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} = 0 \tag{2.18}$$

これらの方程式の解をそれぞれ

$$\Phi(x, y, t) = \Phi_0 e^{-k_1 y} e^{i(kx - \omega t)} \tag{2.19}$$

$$A_z(x, y, t) = A_0 e^{-k_t y} e^{i(kx - \omega t)} \tag{2.20}$$

とおく。ここで、 k_1 と k_t は減衰係数である。これらの解を元の方程式に代入すると

$$k_1^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2} \tag{2.21}$$

$$k_t^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2} \tag{2.22}$$

を得る。

境界条件 (2.16) と式 (2.14) に式 (2.17) と式 (2.18) を代入して

$$\begin{cases} \lambda(-k^2 + k_1^2)\Phi_0 + 2\mu(k_1^2\Phi_0 + ikk_t A_0) = 0 \\ -2ikk_1\Phi_0 + (k_t^2 + k^2)A_0 = 0 \end{cases} \tag{2.23}$$

を得る。従って

$$A_0 = \frac{2ikk_1}{k_t^2 + k^2} \Phi_0 \tag{2.24}$$

ここで Φ_0 と H_0 は $y = 0$ における Φ と H_z の絶対値を用いている。また、式 (2.23) からは k の特性方程式を得ることができ、 $\xi = c_R/c_t$ ($c_R = \omega/k$ は Rayleigh 波速度) を用いて次のように書ける。

$$\xi^6 - 8\xi^4 + (24 - 16\frac{c_t^2}{c_1^2})\xi^2 + 16\frac{c_t^2}{c_1^2} - 16 = 0 \quad (2.25)$$

この方程式は Rayleigh-Lamb 方程式と呼ばれる。また、半無限体材料のポアソン比 ν を用いて

$$\xi \approx (0.875 + 1.12\nu)/(1 + \nu) \quad (2.26)$$

とかける。従って

$$c_R \approx \frac{0.875 + 1.12\nu}{1 + \nu} c_t \quad (2.27)$$

以上より Rayleigh 波に対する変位ベクトルの表式は次のように書ける。

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (e^{-k_1 y} - \frac{2k_1 k_t}{k_t^2 + k^2} e^{-k_t y}) ik \Phi_0 e^{i(kx - \omega t)} \\ (-e^{-k_1 y} + \frac{2k^2}{k_t^2 + k^2} e^{-k_t y}) k_1 \Phi_0 e^{i(kx - \omega t)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

2.2 スピン渦度結合を介した R-SAW によるスピン流生成

2.2.1 スピン流

金属に電場を印加すると、金属中の伝導電子のうち、電場に平行な速度成分を持つ電子と反平行な速度成分を持つ電子の量に差が生じ、全体として電子の集団は電場方向に流れることになる。その際の電荷の流れが電流である。一方で、電子はスピン角運動量（または、単にスピン）と呼ばれる内部自由度も持っている。しかし、電子の持つスピンの向きがランダムに分布していると、単に電場を印加した場合はスピンの流れは打ち消されてしまう。ここで、もし何らかの要因によってアップスピンを持つ電子とダウ nsピンをもつ電子の速度分布に差が生じると、スピンの流れは打ち消されることなく残る。この、スピン角運動量の流れをスピン流という。特に、電流が流れずにスピン角運動量のみが流れているとき、この流れは純スピン流と呼ばれる。

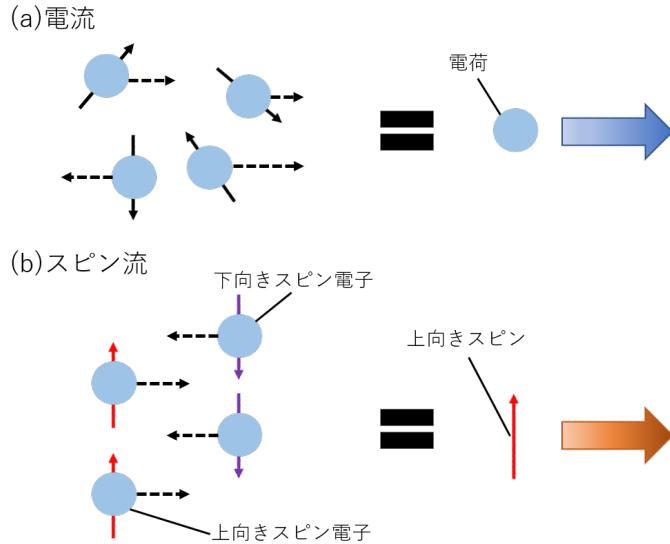


図 2.2: 伝導電子の運ぶ (a) 電流と (b) スピン流

スピン流と電流の決定的な違いは、電流について電荷保存則 $\dot{j}_c = -\text{div} j_c$ が成り立つのに対し、スピンが保存しないことである。電子のスピンはスピン軌道相互作用 (Spin-Orbit Interaction; SOI) や不純物散乱などによってある確率で不規則に反転してしまうため、情報を失って緩和してしまう（スピン緩和）。このような緩和のもっとも単純な表現は

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M} = -\gamma \text{div} \mathbf{j}_s - \frac{\mathbf{M} - \mathbf{M}_0}{\tau_{sf}} \quad (2.29)$$

である [1]。ここで、 \mathbf{M} は物質中の磁化、 \mathbf{M}_0 は平衡状態の磁化、 γ は磁気回転比、 \mathbf{j}_s はスピン流、 τ_{sf} はスピン緩和時間である。緩和によって、スピン流は伝搬とともに次第に減衰する。このとき、スピン流の強度が $1/e$ になるまでの距離をスピン拡散長と呼ぶ。

2.2.2 スピン蓄積とスピン流

本節では、空間的に不均一なスピン密度による拡散スピン流と、スピンの一様なダイナミクスのない状況でのドリフトスピン流を考える[7]。まず、スピン自由度を考慮しない場合、電子流密度 \mathbf{j} はドリフト項 $\mathbf{j}_{\text{drift}}$ と拡散項 $\mathbf{j}_{\text{diffusion}}$ からなり、電場 \mathbf{E} の存在下で

$$\begin{aligned}\mathbf{j} &= \mathbf{j}_{\text{drift}} + \mathbf{j}_{\text{diffusion}} \\ &= \sigma \mathbf{E} + eD \nabla n\end{aligned}\quad (2.30)$$

と書ける。ここで、 σ は電気伝導度、 e は電気素量、 D は拡散係数、 n は粒子数密度である。金属中では Fermi 面近傍の電子のみが電気伝導に寄与するため、伝導電子数密度 n が $n + \delta n$ に変化したとき、Fermi 面での化学ポテンシャル μ は $\mu + \delta \mu$ になると考えられる。このとき、状態密度が $N(\varepsilon_F)$ で一定であると近似すると、 $\delta n = N(\varepsilon_F) \delta \mu$ と表せる。従って

$$\nabla n = N(\varepsilon_F) \nabla \mu \quad (2.31)$$

が成り立つ。ここで、改めて化学ポテンシャルを μ^c とおき、 ϕ を電位として電気化学ポテンシャルを $\mu = \mu^c - e\phi$ とおくと、式(2.31)は

$$\nabla n = N(\varepsilon_F) (\nabla \mu - e \mathbf{E}) \quad (2.32)$$

となる。式(2.30)に式(2.32)を代入して、 $\nabla \mu = 0$ のときに $\mathbf{j} = 0$ であるという条件を課すと、Einstein の関係式

$$\sigma = e^2 N(\varepsilon_F) D \quad (2.33)$$

を得る。式(2.32)、(2.33)を式(2.30)に代入して整理すると電気化学ポテンシャルによる電子流の式が次のように表される。

$$\mathbf{j} = \frac{\sigma}{e} \nabla \mu \quad (2.34)$$

この関係式は電気化学ポテンシャルの勾配 $\nabla \mu$ が電子流の駆動力となっていることを表す。

次に、電子のスピン自由度も考慮する。電気伝導度、電気化学ポテンシャルはスピンに依存し、アップスピン、ダウントスピンに対するものをそれぞれ添え字に \uparrow 、 \downarrow をつけて区別すると、アップスピンを持つ電子流とダウントスピンを持つ電子流はそれぞれ式(2.34)より

$$\mathbf{j}_\uparrow = \frac{\sigma_\uparrow}{e} \nabla \mu_\uparrow \quad \mathbf{j}_\downarrow = \frac{\sigma_\downarrow}{e} \nabla \mu_\downarrow \quad (2.35)$$

と表せる。電流 j_c は電荷の流れ、スピン流 j_s はスピン角運動量の流れを表すから、それぞれ式(2.35)を用いて

$$\mathbf{j}_c = \mathbf{j}_\uparrow + \mathbf{j}_\downarrow = \frac{1}{e} \nabla (\sigma_\uparrow \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) \quad (2.36)$$

$$\mathbf{j}_s = \mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow = \frac{1}{e} \nabla (\sigma_\uparrow \mu_\uparrow - \sigma_\downarrow \mu_\downarrow) \quad (2.37)$$

と表せる。特に非磁性金属中において $\sigma_\uparrow = \sigma_\downarrow = \sigma$ が成り立つので、スピン流は

$$\mathbf{j}_s = \frac{\sigma}{e} \nabla (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) \equiv \frac{\sigma}{e} \nabla \delta \mu \quad (2.38)$$

ここで $\delta \mu \equiv \mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ はスピン蓄積と呼ばれ、スピン流を流すためのポテンシャルとなっている。

2.2.3 スピン渦度結合

本実験ではスピン流の生成起源としてスピン渦度結合(Spin Vorticity Coupling; SVC)を利用した。スピン渦度結合とは電子のスピンと格子変位の回転による渦度の間での角運動量の交換である。SVC のハミルトニアンは

$$H_{\text{SVC}} = -\mathbf{S} \cdot \frac{\boldsymbol{\Omega}}{2} = -\frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\boldsymbol{\Omega}}{2} \quad (2.39)$$

と書ける[8]。ここで、 $\mathbf{S} = \hbar \boldsymbol{\sigma}/2$ は電子のスピン角運動量であり、 $\boldsymbol{\Omega}$ は格子回転による渦度である。 $\boldsymbol{\Omega}$ は格子変位が \mathbf{u} で与えられているとき、式(2.3)より

$$\boldsymbol{\Omega} = \nabla \times \dot{\mathbf{u}} \quad (2.40)$$

で得られる。渦度による有効磁場(Barnetzi 磁場と呼ばれる)が

$$\mathbf{h}_B = \frac{\boldsymbol{\Omega}}{2\gamma} \quad (2.41)$$

で与えられる。

2.2.4 R-SAW による渦度がある場合のスピン拡散方程式

SVC によるスピン蓄積の変化は次のスピン拡散方程式によって記述される [2]。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - D \nabla^2 + \frac{1}{\tau_{sf}} \right) \delta\mu = \hbar \frac{\partial \Omega^z}{\partial t} - \frac{\hbar}{\tau_{sf}} \zeta \Omega^z \quad (2.42)$$

ここで $\delta\mu$ はスピン蓄積、 τ_{sf} はスピン緩和時間、 \hbar はプランク定数、 ζ は粗視化パラメータである。また、 D は拡散係数であり、スピン緩和時間 τ_{sf} とスピン拡散長 λ_s を用いて $D = \tau_{sf}^{-1} \lambda_s^2$ と書ける。スピン拡散方程式 (2.42) の左辺はスピンの時間的、及び空間的な拡散を表し、右辺は渦度の時間変化に比例する項と、渦度自体に比例する項のスピン蓄積に対する寄与を表す。粗視化パラメータ ζ は渦度からスピン蓄積への変換効率を表している。

今、膜厚方向が y 軸と同じ方向である半無限体を x 方向に伝播する Rayleigh 型の表面弹性波 (R-SAW) を考える。このとき R-SAW による格子変位 \mathbf{u} は式 (2.28) で与えられる。

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (e^{-k_1 y} - \frac{2k_1 k_t}{k_t^2 + k^2} e^{-k_t y}) ik \Phi_0 e^{i(kx - \omega t)} \\ (-e^{-k_1 y} + \frac{2k^2}{k_t^2 + k^2} e^{-k_t y}) k_l \Phi_0 e^{i(kx - \omega t)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

式 (2.43) から、 u と v は位相が $\pi/2$ だけずれて振動していることが分かる。従って、R-SAW による局所的な格子変位は回転軌道を描く。この変位に対し、渦度は式 (2.40) より

$$\boldsymbol{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \Omega^z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega u_0 e^{-k_t y} e^{i(kx - \omega t)} \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

となる。ここで

$$u_0 = 2 \frac{-k_t^2 + k^2}{k_t^2 + k^2} k_l k \Phi_0 \quad (2.45)$$

とした。(2.44) 式から分かる R-SAW による渦度の特徴を表 2.1 にまとめた。

表 2.1: R-SAW による渦度の特徴

	特徴
1	R-SAW の伝搬方向と半無限体の膜厚方向の張る面垂直な方向に渦度が生じる。
2	渦度は時間的にも空間的にも交流である。
3	減衰長 k_t^{-1} で膜厚方向に指數関数的に減衰する。

これらは R-SAW による渦度の重要な特徴であり、特に膜厚方向に渦度の勾配があることは、スピン角運動量 \mathbf{S} と渦度 $\boldsymbol{\Omega}$ のカップリングであるスピン渦度結合 (式 (2.39)) によって、図 2.3 のように互いに逆向きのスピンは逆向きの力を受けることを意味する。従って、渦度勾配に沿って逆向きのスpinがそれぞれ逆向きに動くので、膜厚方向にスピン流が生じる。さらに、R-SAW による渦度は時間的にも空間的にも交流であるから、生成されるスピン流も時間的・空間的に交流である。

$$\mathbf{F}_{\text{SVC}} = -\nabla H_{\text{SVC}} = \mathbf{S}(\nabla \cdot \boldsymbol{\Omega}) \quad (2.46)$$

を受けることを意味する。従って、渦度勾配に沿って逆向きのスpinがそれぞれ逆向きに動くので、膜厚方向にスピン流が生じる。さらに、R-SAW による渦度は時間的にも空間的にも交流であるから、生成されるスピン流も時間的・空間的に交流である。

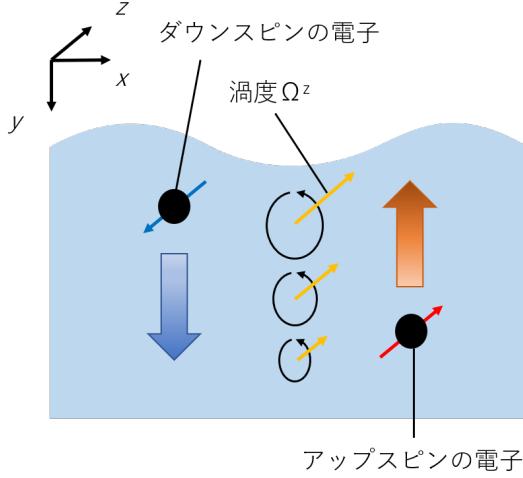


図 2.3: Rayleigh 波型の表面弾性波によるスピン流生成の模式図

2.2.5 R-SAW によるスピン流生成

前節では R-SAW によるスピン流生成を定性的に説明した。本節では微視的理論に基づいたスピン拡散方程式 (2.42) を用いて、スピン流の具体的な表式を導く。 x 方向に波数 k で伝播する R-SAW によって生じるスピン蓄積 $\delta\mu$ は、R-SAW と同様に波数 k で x 方向に伝わり、 z に独立であると考えられるから、 $\delta\mu = \delta\mu_y(y, t)e^{ikx}$ と書ける。従って、このスピン蓄積と、式 (2.44) の R-SAW による渦度をスピン拡散方程式 (2.42) に代入して整理すると次の方程式を得る。

$$(\frac{\partial}{\partial t} - D\nabla^2 + \frac{1}{\tilde{\tau}_{sf}})\delta\mu_y(y, t) = -\frac{i\hbar}{\tilde{\tau}_{sf}}(\tau_{sf}\omega - i\zeta)\Omega_0 e^{-ky - i\omega t} \quad (2.47)$$

ここで $\tilde{\tau}_{sf}^{-1} = \tau_{sf}^{-1}(1 + \lambda_s^2 k^2)$ 、 $\Omega_0 = \omega u_0$ とおいた。 $y = 0$ における境界条件を

$$\left. \frac{\partial(\delta\mu_y)}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.48)$$

として Green 関数による計算を行うと、スピン拡散方程式の解析解は

$$\begin{aligned} \frac{\delta\mu_y(y, t)}{\hbar\Omega_0} &= -\frac{i}{1 + \lambda_s^2 k^2}(\tau_{sf}\omega - i\zeta) \int_0^\infty dT' \int_0^\infty dY' K(Y - Y'; T - T') e^{-k_t \tilde{\lambda}_s Y' - i\omega \tilde{\tau}_{sf} T'} \\ T &= \frac{t}{\tilde{\tau}_{sf}}, Y = \frac{y}{\tilde{\lambda}_s}, \tilde{\lambda}_s = \sqrt{D\tilde{\tau}_{sf}} \\ K(Y - Y'; T - T') &= \frac{\theta(T - T')e^{-(T - T')}}{\sqrt{4\pi(T - T')}} \left(e^{\frac{(Y - Y')^2}{4(T - T')}} + e^{\frac{(Y + Y')^2}{4(T - T')}} \right) \end{aligned} \quad (2.49)$$

となる [2]。非磁性金属中でスピン蓄積 $\delta\mu$ によって生じるスピン流は電気伝導度 σ と電気素量 e を用いて

$$\mathbf{j}_s = \frac{\sigma}{e} \nabla \delta\mu \quad (2.50)$$

と書けるから、膜厚方向に流れるスピン流の解析解は

$$\begin{aligned} j_s &= j_{s0}(\tau_{sf}\omega - i\zeta)e^{ikx} \int_0^\infty dT' \int_0^\infty dY' F(Y - Y'; T - T') e^{-k_t \tilde{\lambda}_s Y' - i\omega \tilde{\tau}_{sf} T'} \\ j_{s0} &= i \frac{\sigma_0}{e} \frac{\hbar\Omega_0}{\lambda_s} (1 + \lambda_s^2 k^2)^{-1/4} \\ F(Y - Y'; T - T') &= \frac{\theta(T - T')e^{-(T - T')}}{\sqrt{16\pi(T - T')^3}} \left(e^{(Y - Y')\frac{(Y - Y')^2}{4(T - T')} + (Y + Y')\frac{(Y + Y')^2}{4(T - T')}} \right) \end{aligned} \quad (2.51)$$

となる。

式 (2.51) は複雑である。しかし、以下のような近似を用いることで解析解を簡略化することができる。まず、

$$\lambda_s k_t \ll 1 \quad (2.52)$$

という近似を用いる。ここで k_t^{-1} は渦度の減衰長である。従って、この近似はある位置のスピン流がほかの位置のスピン流に影響しないほど拡散長が短いことを意味し、そのためスピン流の空間分布は R-SAW の空間分布に一致する。次に

$$\tilde{\tau}_{\text{sf}}\omega \ll 1 \quad (2.53)$$

という近似を用いる。この近似はスピン緩和時間 $\tilde{\tau}_{\text{sf}}$ が渦度の周期 ω^{-1} よりも十分小さいという近似である。つまり、ある時刻におけるスピン流が渦度の周期をまたいで影響を残すことがないということを意味する。従って、スピン流の時間発展は R-SAW の時間発展に従う。最後に $k_t y \ll 1$ と $1 \ll k_t y$ の場合を考える。前者は膜厚方向の深さ y が渦度の減衰長 k_t^{-1} よりも十分小さい場合であり、このとき渦度は深さに対し線形に変化するため、スピン流は深さ y に比例する。一方、後者は膜厚方向の深さ y が渦度の減衰長 k_t^{-1} よりも十分大きい場合であるから、スピン流は y が大きくなるにつれて減衰する。以上の近似によって近似解は次のようになる。

$$j_s = (\tau_{\text{sf}}\omega - i\zeta) \frac{\sigma_0 \hbar \Omega_0 \omega}{e c_t} \left(1 + \frac{\lambda_s^2 k_t^2}{1 - \xi^2}\right)^{-1/4} \frac{\sqrt{1 - \xi^2}}{\xi} \frac{y}{\lambda_s} e^{-i(kx - \omega t)} \quad (k_t y \ll 1) \quad (2.54)$$

$$j_s = (\tau_{\text{sf}}\omega - i\zeta) \frac{\sigma_0 \hbar \Omega_0 \omega}{e c_t} \left(1 + \frac{\lambda_s^2 k_t^2}{1 - \xi^2}\right)^{-1/2} \frac{\sqrt{1 - \xi^2}}{\xi} e^{-k_t y - i(kx - \omega t)} \quad (1 \ll k_t y) \quad (2.55)$$

となる。

2.3 磁気共鳴

SVC を介して Rayleigh 波の渦度から生じたスピン流が強磁性体に流れ込むと磁気共鳴が起こる。本実験ではこの磁気共鳴を用いてスピン流を検出した。この節では磁化のダイナミクスを記述する LLG 方程式から出発して、磁気共鳴の中でも特に、スピン波共鳴と呼ばれる現象について説明する。

2.3.1 LLG 方程式

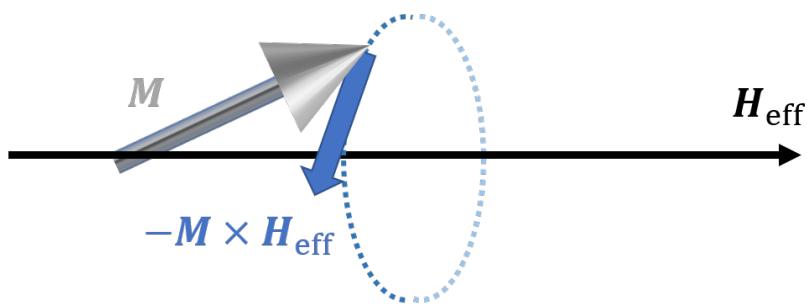


図 2.4: ラーモア歳差運動の模式図

角運動量 \mathbf{J} を持つ電子に伴う磁化 \mathbf{M} は

$$\mathbf{M} = -\frac{\gamma \mathbf{J}}{V} \quad (2.56)$$

と書ける。ここで V は強磁性体の体積、 γ は強磁性体の磁回転比である。 γ は強磁性体の g 因子を用いて

$$\gamma = -\frac{g\mu_0 e}{2m} \quad (2.57)$$

と書ける。ここで μ_0 は真空の透磁率、 e は電気素量、 m は電子の質量である。

\mathbf{M} は有効磁界 \mathbf{H}_{eff} 中に置かれると、角運動量を伴っているために \mathbf{H}_{eff} の周りを歳差運動する。 \mathbf{H}_{eff} 中の \mathbf{M} には $\mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}$ のトルクがはたらいて角運動量 \mathbf{J} が変化し、次式が成り立つ。

$$\dot{\mathbf{J}} = \mathbf{T} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.58)$$

この式に式 (2.56) を代入すると

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.59)$$

となる。この式に従って運動する磁化 \mathbf{M} は図 2.4 のように、 \mathbf{H}_{eff} と成す角を一定に保ちながら \mathbf{H}_{eff} の周りを減衰することなく回り続ける。この運動を Larmor の歳差運動と呼ぶ。しかし実際には、磁化の歳差運動は減衰して \mathbf{H}_{eff} の方向を向くため、式 (2.59) は実験事実に反する。これを修正するために、現象論的に減衰を表す項を式 (2.59) に加えることが Landau、Lifshits、Gilbert によって提案された。修正後の式は

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} (\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}) \quad (2.60)$$

となる。ここで α はダンピング定数と呼ばれ、 α が大きいほど速く減衰して磁化は磁場方向を向く。この式は Landau-Lifshits-Gilbert (LLG) 方程式と呼ばれる。

次に LLG 方程式をスピン流が存在する場合にも適用できるよう一般化する。強磁性体中にスピン流が流れ込むとき、伝導電子の持つスピン角運動量が磁化に受け渡され、磁化を回転させるトルクが生じる。このトルクをスピントランスファートルク (Spin Transfer Torque; STT) と呼ぶ。Slonczewski によれば、スピン分極 σ を持つスピン流 j_s が磁化 \mathbf{M} を持つ膜厚 d の強磁性体に流れ込むとき、STT は次のように書ける [13]。

$$\tau_{\text{STT}} = -\frac{\gamma \hbar g(\theta) |j_s|}{2e M_s^2 d} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \boldsymbol{\sigma}) \quad (2.61)$$

ここで、 \hbar はプランク定数、 M_s は飽和磁化、 θ はスピン分極ベクトルと強磁性体の磁化の成す角の大きさである。また、 $g(\theta)$ はスピン注入効率であり

$$g(\theta) = [-4 + \frac{(1+P)^3(3+\cos\theta)}{4P^{3/2}}]^{-1} \quad (2.62)$$

で与えられる。ここで、 P はスピン分極率であり、アップスピンとダウンスピンの数密度 n_\uparrow 、 n_\downarrow を用いて

$$P = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} \quad (2.63)$$

と定義される。LLG 方程式に STT 項を加えると次のようになる。

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} (\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}) + \tau_{\text{STT}} \quad (2.64)$$

この式の表す磁化ダイナミクスは図 2.5 のようになる。

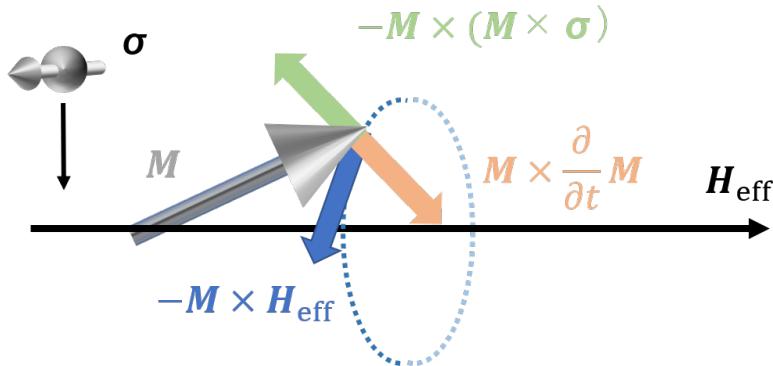


図 2.5: STT 項を含む LLG 方程式が表す磁化のダイナミクスの模式図

2.3.2 強磁性共鳴

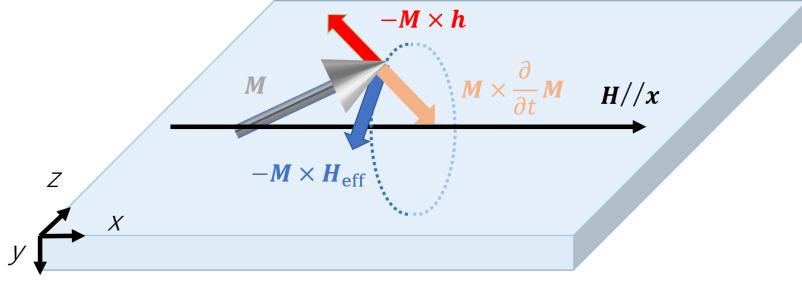


図 2.6: y 方向に厚みを持つ薄い板の形をした強磁性体に、 x 方向に静磁場 H を、 yz 平面内に円偏振の交流磁場 h 印加したときの磁化ダイナミクス。交流磁場によるトルクが緩和項を打ち消したとき、このダイナミクスは強磁性共鳴と呼ばれる。

強磁性体が有効磁場 \mathbf{H}_{eff} の中に置かれると、強磁性体中の磁化は式 (2.60) に従って一斉に \mathbf{H}_{eff} の方向を軸として歳差運動を始め、その後緩和していく。このとき、式 (2.60) の緩和項を打ち消すような交流磁場が印加されていると、磁界からエネルギーを吸収して磁化の歳差運動は減衰することなく継続する。このような磁化が、空間的に一様で位相差の無い歳差運動をする現象は強磁性共鳴 (Ferromagnetic Resonance, FMR) と呼ばれる。

今、 x 方向の静磁場 \mathbf{H} 中に、 y 方向に厚みを持つ薄い板の形をした強磁性体を置き、 yz 平面内に円偏振の交流磁場 $\mathbf{h} = (0, h_y, h_z)$ を印加する場合を考える。このとき式 (2.60) は、反磁場 \mathbf{H}_d と $N_x + N_y + N_z = 1$ を満たす反磁場係数 N_x, N_y, N_z を用いて次のように書ける。

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} (\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}) \quad (2.65)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_d + \mathbf{h} = \begin{pmatrix} H \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} N_x \\ N_y \\ N_z \end{pmatrix} \frac{\mathbf{M}}{\mu_0} + \mathbf{h} \quad (2.66)$$

ここで、円偏振の交流磁場 \mathbf{h} と磁化 \mathbf{M} がともに角周波数 ω で振動すると、

$$\mathbf{h} = \begin{pmatrix} 0 \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ h_{y0} e^{i\omega t} \\ -ih_{z0} e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_s \\ m_{y0} e^{i\omega t} \\ -im_{z0} e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

と書ける。

強磁性共鳴時の角周波数を共鳴周波数 ω_{res} として、 $\omega = \omega_{\text{res}}$ の場合を考える。このとき、磁化の歳差運動が減衰すること無く継続するのは、式 (2.65) の第一項の \mathbf{H}_{eff} 中の交流磁場の項が第二項の緩和項を打ち消すためであると考えられる。すなわち式 (2.65) は

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times (\mathbf{H} + \mathbf{H}_d) \quad (2.69)$$

となる。これに式 (2.67)、(2.68) を代入して y, z 成分を整理すると

$$\begin{pmatrix} -i\frac{\omega_{\text{res}}}{\gamma} & -H - (N_z - N_x) \frac{M_s}{\mu_0} \\ H + (N_y - N_x) \frac{M_s}{\mu_0} & -i\frac{\omega_{\text{res}}}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \mathbf{0} \quad (2.70)$$

を得る。 m_y と m_z が 0 以外の解を持つ条件は次のようになる。

$$\begin{vmatrix} -i\frac{\omega_{\text{res}}}{\gamma} & -H - (N_z - N_x) \frac{M_s}{\mu_0} \\ H + (N_y - N_x) \frac{M_s}{\mu_0} & -i\frac{\omega_{\text{res}}}{\gamma} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.71)$$

この式を ω_{res} について解くと

$$\omega_{\text{res}} = \gamma \sqrt{(H + (N_z - N_x) \frac{M_s}{\mu_0})(H + (N_z - N_x) \frac{M_s}{\mu_0})} \quad (2.72)$$

が導かれる。

次に FMR によって共鳴吸収されるエネルギーを計算する。今、十分に薄い薄膜を考え $N_x = N_z = 0$, $N_y = 1$ とする。式 (2.65) に式 (2.66)、(2.67)、(2.68) を代入して、 m_y , m_z について整理すると

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} &= \frac{\gamma M_s}{(\gamma H - i\alpha\omega + \gamma M_s/\mu_0)(\gamma H - i\alpha\omega) - \omega^2} \begin{pmatrix} \gamma H - i\alpha\omega & -i\omega \\ i\omega & \gamma H - i\alpha\omega + \gamma M_s/\mu_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \\ &\equiv \begin{pmatrix} \chi_{yy} & i\kappa \\ -i\kappa & \chi_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} = (\chi) \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.73)$$

となる。 (χ) はテンソル磁化率と呼ばれ。交流磁場に対する磁化の応答は (χ) のようなテンソルを用いて表される。式 (2.73) で与えた複素磁化率 χ_{yy} , χ_{zz} , κ をそれぞれ $\chi_{yy} = \chi'_{yy} - i\chi''_{yy}$, $\chi_{zz} = \chi'_{zz} - i\chi''_{zz}$, $\kappa = \kappa' - i\kappa''$ とおいた場合、ダンピング定数について $\alpha^2 \ll 1$ と近似すれば、複素磁化率の各成分は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \chi'_{yy} &= \frac{\gamma^2 M_s [(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)H + \alpha^2 \omega^2(H + M_s/\mu_0)]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(2H + M_s/\mu_0)]^2} \\ \chi''_{yy} &= \frac{\alpha\gamma M_s \omega [(\gamma H)^2 + \omega^2]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(2H + M_s/\mu_0)]^2} \\ \chi'_{zz} &= \frac{\gamma^2 M_s [(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)(H + M_s/\mu_0) + \alpha^2 \omega^2 H]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(2H + M_s/\mu_0)]^2} \\ \chi''_{zz} &= \frac{\alpha\gamma M_s \omega [(\gamma H + \gamma M_s/\mu_0)^2 + \omega^2]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(2H + M_s/\mu_0)]^2} \\ \kappa' &= \frac{\gamma M_s \omega (\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(2H + M_s/\mu_0)]^2} \\ \kappa'' &= \frac{\alpha\gamma M_s \omega^2 (2\gamma H + \gamma M_s/\mu_0)}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(2H + M_s/\mu_0)]^2} \end{aligned} \quad (2.74)$$

従って複素磁化率を用いて、FMR によって単位体積当たりの磁化が単位時間に吸収するエネルギーは、 \mathbf{H}_{eff} と $\partial\mathbf{M}/\partial t$ の実部 $\text{Re}(\mathbf{H}_{\text{eff}})$ と $\text{Re}(\partial\mathbf{M}/\partial t)$ を用いて

$$\begin{aligned} P_{\text{FMR}} &= \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} [\text{Re}(\mathbf{H}_{\text{eff}}) \cdot \text{Re}(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial t})] dt \\ &= \frac{\omega}{2} (\chi''_{yy} h_{y0}^2 + 2\kappa'' h_{y0} h_{z0} + \chi''_{zz} h_{z0}^2) \end{aligned} \quad (2.75)$$

とかける。

2.3.3 スピン波共鳴

強磁性体中の磁化が、空間的に一様で位相差の無い歳差運動をする現象を強磁性共鳴と呼ぶのに対し、隣り合う磁化の交換相互作用や空間的に不均一な外力などによって、磁化の歳差運動の位相がずれていき波打つようになっている磁気共鳴現象はスピン波共鳴 (Spin Wave Resonance; SWR) と呼ばれ、位相のずれの波はスピン波と呼ばれる。今、薄膜に対し、 x 方向に静磁場 H を印加し、 x 方向に波数 k で伝播するスピン波が励起されているとする。このように、スピン波の波数ベクトルと静磁場が平行な場合、このスピン波を後退体積波 (Backward Volume Wave; BVW) と呼ぶ。

BVW が励起されているときの磁化のダイナミクスも LLG 方程式 (式 (2.60)) によって記述される。

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} (\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}) \\ \mathbf{H}_{\text{eff}} &= \mathbf{H} + \mathbf{H}_d + \mathbf{h} + \mathbf{h}_{\text{ex}} + \mathbf{h}_{\text{di}} \\ &= \begin{pmatrix} H \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ -M_s/\mu_0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix} + \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 \mathbf{M} + \nabla \int \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (2.76)$$

ここで、 A は交換定数であり、薄膜なので $N_x = N_z = 0$ 、 $N_y = 1$ とした。この方程式と強磁性共鳴の LLG 方程式 (2.65) の違いは、有効磁場 \mathbf{H}_{eff} に、磁化の間に働く交換磁場 \mathbf{h}_{ex} と双極子磁場 \mathbf{h}_{di} が加えられていることである。交換磁場とは、2つの電子を交換する際に Pauli の排他律によって、交換する спинの並び方が平行か反平行かで電子軌道が変わり、エネルギーに差を生じさせる交換相互作用と等価な磁場のことである。また双極子磁場とは、磁化を正磁荷と負磁荷から成る一組の磁極(磁気双極子)と考えたときに磁気双極子が位置 \mathbf{r} に作る磁場である。 x 方向に波数 k で伝播するスピノン波が励起されているとき、磁化 \mathbf{M} は

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_s \\ m_{y0}(y)e^{i\omega t} \\ -im_{z0}(y)e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.77)$$

とおくことができる。これを式 (2.76) に代入すると

$$\begin{aligned} i\omega m_y &= -\gamma(H + \frac{2A}{M_s^2}[k^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2}])m_z + \gamma(h_z + h_{\text{di}}^z)M_s - i\alpha\omega m_z \\ i\omega m_z &= -\gamma(H + \frac{2A}{M_s^2}[k^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2}])m_y - \gamma(h_y + h_{\text{di}}^y - \frac{M_s}{\mu_0})M_s + i\alpha\omega m_y \end{aligned} \quad (2.78)$$

となる。これらの方程式を (m_y, m_z) について解くと BVW の周波数と静磁場の関係式が得られる。強磁性体薄膜の膜厚 d が薄膜の面内方向の広がりに比べて十分小さいと近似して計算すると、次のように求まる。

$$\omega_{\text{res}} = \gamma \sqrt{(H + \frac{2A}{M_s}k^2)(H + \frac{2A}{M_s}k^2 + \frac{M_s}{\mu_0} \frac{1 - e^{-kd}}{kd})} \quad (2.79)$$

この式は BVW の周波数と波数の関係も表しているため BVW の分散関係と呼ばれる。ここで、BVW の波数 k が十分小さいとき、静磁場 H と比較して交換磁場 $2Ak^2/M_s$ が十分小さくなるため無視できる。このような BVW は静磁後退体積波 (Magnetostatic Backward Volume Wave; MSBVW) という。このとき、分散関係は

$$\omega_{\text{res}} = \gamma \sqrt{H(H + \frac{M_s}{\mu_0} \frac{1 - e^{-kd}}{kd})} \quad (2.80)$$

とかける。また、複素磁化率は FMR と同様に計算することができる。

$$\begin{aligned} \chi'_{yy} &= \frac{\gamma^2 M_s [(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)\Upsilon + \alpha^2 \omega^2 (\Psi)]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(\Upsilon + \Psi)]^2} \\ \chi''_{yy} &= \frac{\alpha\gamma M_s \omega [(\gamma\Upsilon)^2 + \omega^2]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(\Upsilon + \Psi)]^2} \\ \chi'_{zz} &= \frac{\gamma^2 M_s [(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)\Psi + \alpha^2 \omega^2 \Upsilon]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(\Upsilon + \Psi)]^2} \\ \chi''_{zz} &= \frac{\alpha\gamma M_s \omega [(\gamma H + \gamma\Psi)^2 + \omega^2]}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(\Upsilon + \Psi)]^2} \\ \kappa' &= \frac{\gamma M_s \omega (\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(\Upsilon + \Psi)]^2} \\ \kappa'' &= \frac{\alpha\gamma M_s \omega^2 (\Upsilon + \Psi)}{(\omega_{\text{res}}^2 - \omega^2)^2 + [\alpha\gamma\omega(\Upsilon + \Psi)]^2} \end{aligned} \quad (2.81)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \Upsilon &= H \\ \Psi &= H + \frac{M_s}{\mu_0} \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \end{aligned} \quad (2.82)$$

である。よって、MSBVW の励起によるエネルギー吸収は有効成分 ($\text{Re}(\mathbf{H}_{\text{eff}})$ と $\text{Re}(\partial\mathbf{M}/\partial t)$) を用いて

$$\begin{aligned} P_{\text{SWR}} &= \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} [\text{Re}(\mathbf{H}_{\text{eff}}) \cdot \text{Re}(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial t})] dt \\ &= \frac{\omega}{2} (\chi''_{yy} h_{y0}^2 + 2\kappa'' h_{y0} h_{z0} + \chi''_{zz} h_{z0}^2) \end{aligned} \quad (2.83)$$

と書ける。

2.3.4 強磁性体/非磁性体二層膜における、STT によるスピン波共鳴

この節では、 y 方向に厚みを持つ強磁性体 (Ferromagnet Material; FM)/非磁性体 (Nonmagnet Material; NM) 二層膜を考える。NM 層表面において x 方向に R-SAW が励起されると 2.2 節で述べたように y 方向にスピン流 j_s が生じる。このスピン流が FM 層に流れ込むと式 (2.61) で表されるスピントラ ns ファートトルクが強磁性体中の磁化にかかる。ここで、式 (2.80) の分散関係を満たす静磁場を印加するとスピン波が励起される。スピン波の波数ベクトル \mathbf{k} は、スピン流の空間分布が R-SAW の波数に一致するため、励起される R-SAW によって決まっている。また、 d は強磁性体の膜厚で一定である。従って、式 (2.80) の分散関係において、 ω_{res} は x 方向に印加された静磁場 H によって決まる。この共鳴周波数 ω_{res} を R-SAW の周波数に一致させるとスピン波共鳴 (Spin Transfer Torque Spinwave Resonancr; STT-SWR) が起こる。

STT の表式 (2.61) を次のように変形する。

$$\tau_{\text{STT}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{h}_{\text{STT}} \quad (2.84)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_{\text{STT}} &= -\frac{\gamma \hbar g(\phi) |j_s|}{2eM_s^2 d} \mathbf{M} \times \boldsymbol{\sigma} \\ &= -\frac{\gamma \hbar g(\phi) |j_s|}{2eM_s^2 d} \cos \phi e^{-i(kx - \omega t)} \mathbf{e}_y \end{aligned} \quad (2.85)$$

ここで ϕ は $x - z$ 面内の静磁場と x 軸のなす角であり、本実験では 0° である。また、 \mathbf{e}_y は y 方向の単位ベクトルである。従って STT は y 軸方向の有効交流磁場として磁化に作用する。その結果、式 (2.83) より、

$$\begin{aligned} P_{\text{SWR}} &= \frac{\omega}{2} \chi''_{yy} |\mathbf{h}_{\text{STT}}|^2 \\ &\propto |j_s|^2 g(0)^2 \end{aligned} \quad (2.86)$$

のエネルギーを吸収する。すると、エネルギー保存則による R-SAW の減衰が起こり、本実験ではこの減衰を電気的に測定してスピン流の生成量を評価した。この手法では、式 (2.86) より減衰量が $|j_s|^2$ に比例するため、スピン流が時間的、および空間的に交流でも検出可能である。

第3章 実験方法

3.1 試料作製

3.1.1 素子設計

実験に用いた素子の概略図を図 3.1(a) に、実際に作成した素子の光学顕微鏡写真を図 3.1(b) に示す。この素子は圧電基板 (LiNbO_3) と、基板上に成膜された $\text{NiFe}(20)/\text{Pt}$ 二層膜 (括弧内の数字は nm 単位の膜厚を示し、以降この表記を断り無く用いる) と 2 つのすだれ状電極 (Inter Digital Transducer; IDT) で構成されている。IDT は $\text{Ti}(3)/\text{Au}(30)$ によって、二層膜を挟むように成膜した。2 つの IDT 間の距離は $460.7 \mu\text{m}$ 、IDT の櫛幅は 750 nm 、構造周期は $3.0 \mu\text{m}$ である。IDT 間に成膜した二層膜は一辺の長さが $400 \mu\text{m}$ の正方形であり、Pt の膜厚を試料によって変化させた。

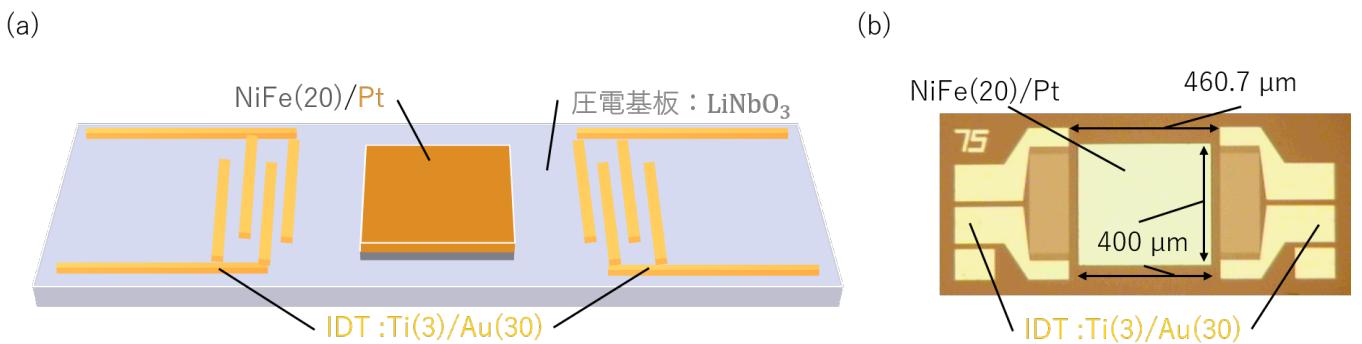


図 3.1: 実験に用いた素子の (a) 概略図と (b) 光学顕微鏡写真。IDT の櫛幅は 750 nm で構造周期が $3.0 \mu\text{m}$ 。

IDT は図 3.1(a) のように、2 つの櫛形電極をずらして組み合わせたような形をしている。IDT が成膜されている LiNbO_3 は圧電基板であり、応力やひずみを与えると電気分極が生じ (圧電効果)、逆に電場を加えると応力やひずみが生じる (逆圧電効果)。従って、IDT の 2 つの電極の一方を接地し、もう一方を交流電源に接続することで逆圧電効果により IDT の構造周期と同じ長さの波長を持つ SAW を励起することができる。また、二層膜を透過した SAW は、二層膜を挟んだ反対側の IDT が圧電効果によって検知する。このように、一对の IDT によって R-SAW を励起し、検知する素子のことを遅延線型表面弾性波素子と呼ぶ。

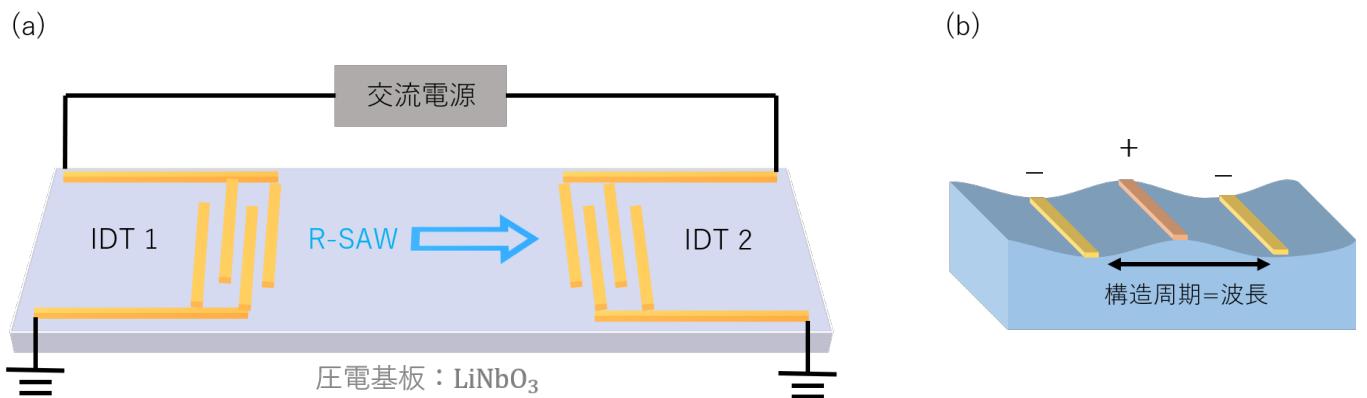


図 3.2: (a) 遅延線型表面弾性波素子 (b) IDT による SAW の励起

3.1.2 素子作製

測定に用いた素子はリフトオフ法を用いて作製した。リフトオフ法とは、基板上に均一に塗布されたレジストから成膜部分を取り除いた上で金属を蒸着し、後からレジストをはがすことで基板に任意形状の薄膜を成膜する方法である。その工程を図 3.3 に示す。SAW デバイスは、まず Ti(3)/Au(30) で構成された IDT、次に NiFe(20)/Pt から成る二層膜をそれぞれリフトオフ法で作製した。

(a) 洗浄

この作業は素子作製を開始するときのみ行った。

LiNbO_3 圧電基板状に付着しているゴミは成膜を妨害するため、基板の洗浄を行った。基板をジメチルアセトアミド (ZDMAC)、アセトン、2-プロパノール (IPA) に順に浸し、それぞれ数分ずつ超音波洗浄を行った。さらに、ZDMAC で超音波洗浄を行った後に光学顕微鏡を用いて基板表面を観察し、ゴミが付着しているときは綿棒で表面をこすって取り除いた。

(b) レジスト塗布

超音波洗浄後、窒素ガスで乾燥させた基板に描画用のレジストをスピンドルコーターを用いて塗布した。電子線描画とレーザー描画で塗布するレジストや回転速度が異なるため、それぞれについて説明する。

電子線描画用 (EB) のレジストはポジ型レジスト ZEP520-A とシンナー ZEP-A を 2:1 で混合した溶液である。EB レジストをスピンドルコーターに取り付けた基板に数滴垂らし、回転速度 4000 rpm、90 秒の条件で均一に塗布した。その後、シンナー除去やレジストを焼結するために 180 °C、3 分の条件でプリペイクした。プリペイク後に、圧電基板は絶縁性であるので電子線の照射による基板のチャージアップを防ぐために、導電性コロイド (エスペイサー) をレジストの上に数滴垂らし、まず 500 rpm、10 秒、次に 1200 rpm、30 秒の二段階の条件で塗布した。

レーザー描画用のレジストには AZ P1350 を用いた。レジストをスピンドルコーターに取り付けた基板に数滴垂らし、回転速度 2000 rpm、90 秒で塗布した。その後、レジストの焼結のためにプリペイクを行った。プリペイクの条件は、レーザー描画装置を用いて露光した場合は 100 °C、90 秒、マスクレス露光装置を用いた場合は 135 °C、90 秒とした。

(c) 描画

描画とは、電子線やレーザーを設計したパターンに従って、基板上に塗布されたレジストに照射することである。EB 装置では電子サイズでの描画が可能であり、レーザー描画装置ではレーザーの波長レベルの描画ができる。従って EB 装置を用いた方がより細かい描画が可能であり、幅を数 10 nm 程度で微小に変えながら成膜する IDT は電子線描画を用い、一辺の長さが 400 μm の正方形である二層膜部分はレーザー光で描画した。描画の条件を次の表に示す。

表 3.1: EB 描画の条件

加速電圧	電流量	ドーズ時間
20 kV	320 pA	2.5 μs

表 3.2: レーザー描画装置の露光条件

出力電圧	描画速度	描画加速度	オフセット電圧
2.8 V	600 $\mu\text{m}/\text{s}$	1000 $\mu\text{m}/\text{s}^2$	0.85 V

表 3.3: マスクレス露光装置の露光条件

LED パワー	露光時間
30 %	0.5 秒

(d) 現像

基板に塗布されたレジストのうち、専用の試薬に浸して描画した部分のみを取り除きレジストマスクを形成することを現像と呼ぶ。

EB 描画後の現像に用いる試薬の順番は、まずエスペイサーを除去するための純水、次に現像液 ZED-N50、最後にリノス(固定液)ZMD-B である。基板をそれぞれに 10 秒、210 秒、60 秒だけ浸した。

レーザー描画の現像に用いる試薬は AZ developer(現像液)、純水(固定液)である。レーザー直接描画装置で露光したとき、試薬に基板を浸す時間は現像液に 13 s、リノスに 30 s とした。マスクレス露光装置で露光したときは現像液に 30 s、リノスに 30 s 浸した。

(e) 蒸着

電子ビーム蒸着装置を用いて、金属のターゲットに電子ビームを照射し蒸発させて基板上に薄膜を形成した。このとき、不純物を取り除くために成膜室は高真空に保たれている。このように金属などのターゲットを蒸発させて薄膜を形成する方法を蒸着と呼ぶ。IDT の成膜には基板上に Ti(3)/Au(30) を、二層膜の成膜には基板上に NiFe(20)/Pt を蒸着した。成膜条件を 3.4 にまとめた。

表 3.4: 成膜条件。最大値と最小値をまとめた。

ターゲット	到達真空度/ 10^{-6} Pa	成膜レート/ \AA s^{-1}
Ti	1.8 - 4.2	0.1
Au	1.0 - 2.9	0.2 - 0.3
NiFe	1.2 - 3.9	0.1
Pt	2.5 - 5.1	0.1

(f) リフトオフ

蒸着後の基板を有機溶媒で洗浄し、レジストを溶解させることで基板上には描画した形の薄膜のみが残ることになる。この手順をリフトオフと呼ぶ。リフトオフに用いた有機溶媒は洗浄と同じで、ZDMAC、アセトン、IPA であり、それぞれに基板を浸して数分間超音波洗浄を行った。

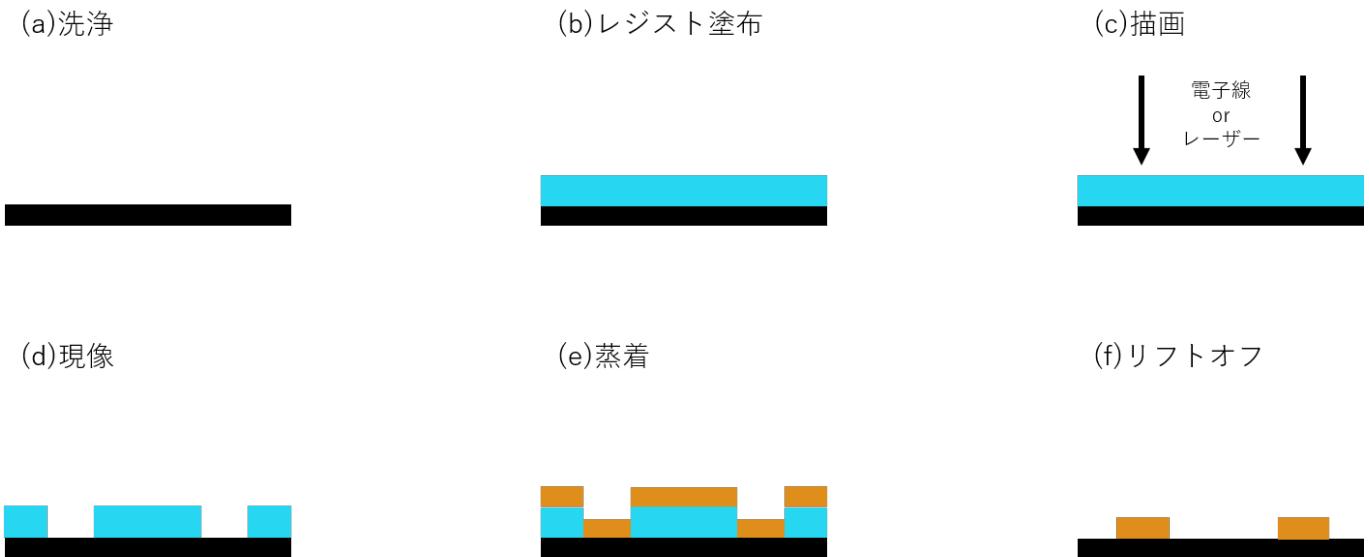


図 3.3: リフトオフ法による成膜過程の模式図

3.2 測定方法

3.2.1 ネットワークアナライザ測定

ベクトルネットワークアナライザ (Vector Network Analyzer; VNA) は被測定回路 (Device Under Test; DUT) の高周波特性を調べる装置である。VNA は Port1、Port2 の 2 つの端子を持ち、1 つ又は 2 つの端子間の反射信号及び透過信号を測定することができる。VNA が測定できるパラメータは S パラメータと呼ばれ、本研究では Port1 から Port2 への透過信号である S_{21} を測定した。

VNA は S パラメータの絶対値と位相 (または実部と虚部) を測定することができる。複素数である S パラメータの絶対値 $|S|$ をデシベルで表す表記は LoMag S と呼ばれ

$$|S|\text{dB} = 10 \log_{10}\left(\frac{|P_{\text{out}}|/\text{mW}}{|P_{\text{in}}|/\text{mW}}\right) \quad (3.1)$$

のように書ける。 P は電力を表す。さらに、電力を 1 mW を基準として表す単位として dBm がある。これはデシベル表記であり

$$|S|\text{dBm} = 10 \log_{10}\left(\frac{|P|/\text{mW}}{1/\text{mW}}\right) \quad (3.2)$$

と表される。本実験では入力電力は -5 dBm であるから、式 (3.1) と (3.2) より、出力電力は S パラメータを用いて

$$|P_{\text{out}}| = 10^{|S|/10 - 0.5} \text{ mW} \quad (3.3)$$

と書ける。

本実験では Port1 から Port2 への透過信号である S_{21} を、被測定回路に磁場を掃引しながら測定した。このとき磁場に依存しない成分を S_{21} から取り除くために、トレース演算を行った。トレース演算は次の式で表される。

$$\Delta P_{21}(H) = \sqrt{(\text{Re}[P_{21}(H)] - (\text{Re}[P_{21}(H_{\text{ref}})])^2 + (\text{Im}[P_{21}(H)] - (\text{Im}[P_{21}(H_{\text{ref}})])^2)} \quad (3.4)$$

ここで、 $\Delta P_{21}(H)$ はトレース演算結果の出力電力、 $P_{21}(H)$ は S_{21} から計算される出力電力である。また、 H_{ref} はトレース演算を行うための出力電力を記録した際の磁場である。本実験では電圧を用いて印加する磁界を制御したので、 $V_{\text{ref}} = -5 \text{ V}$ の電圧を加えたときの磁場を H_{ref} とした。とした。

トレース演算の後に次のような規格化を行った。

$$\Delta P^{\text{norm}}(f, H) = \frac{\Delta P_{21}(f, H)}{P_{21}(f_{\text{res}}, H_{\text{res}})} \quad (3.5)$$

ここで f_{res} は磁気共鳴時の周波数であり、本実験では励起された R-SAW の周波数に一致しているから、 $P_{21}(f_{\text{res}}, H_{\text{res}})$ は R-SAW の励起強度を表している。式 (3.5) の右辺の分母と分子がともに R-SAW の振幅 u_0^2 に比例するため、このような規格化を行うと $\Delta P^{\text{norm}}(f, H)$ は u_0 に依存しなくなる。従って、 $\Delta P^{\text{norm}}(f, H)$ を比較すれば、試料の個体差などによる u_0 のばらつきの影響を取り除いた定量比較ができる。

3.2.2 ゲーティング処理

VNA を用いて作製した試料の高周波特性を調べる際、図 3.4 のように、Rayleigh 波の反射波や電磁波がノイズとなつて、IDT に励起された Rayleigh 波が最初にもう一方の IDT に到達した際の減衰を正しく評価できない。従って、これらのノイズを取り除く必要がある。

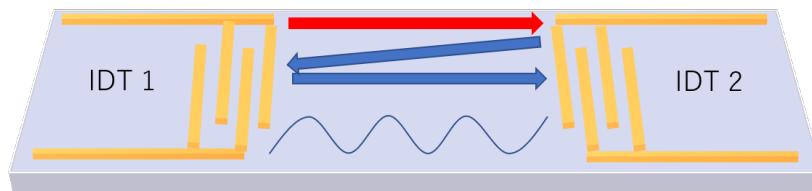


図 3.4: VNA で測定する信号の例。測定したい Rayleigh 波 (赤矢印) 以外にも、Rayleigh 波の反射波 (青矢印) や電磁波 (青波線)などを検知してしまう。

ノイズを除去するために本実験では VNA に付属しているタイムドメイン機能を用いた。タイムドメイン機能とは、VNA で測定する周波数依存の信号を逆 Fourier 変換 (Inverse Fast Fourier transform; IFFT) によって時間依存の信号に

変換する機能である。時間依存の信号から、励起された Rayleigh 波を最初に検知した時間を見積もることができ、その時間領域に窓関数をかけてから、Fourier 変換(FFT)することで、特定の時間領域のみの信号が得られる。この処理をゲーティング処理と呼ぶ。図 3.5 にゲーティング処理の流れを示す。

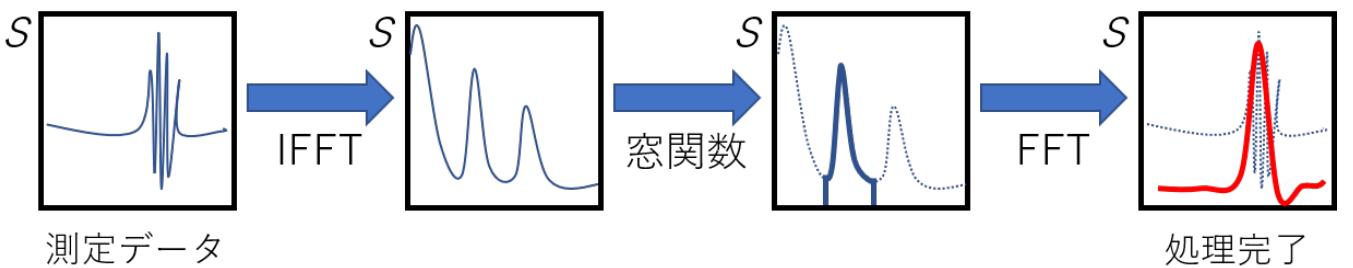


図 3.5: ゲーティング処理の流れ

3.2.3 測定系

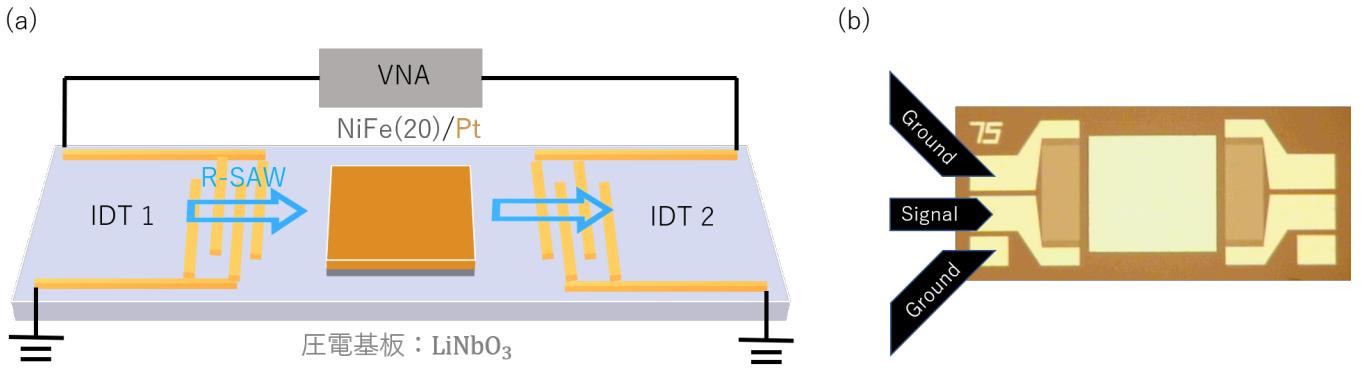


図 3.6: (a)STT-SWR の測定系 (b) プローブコンタクトの概略図

本実験における測定系の概略図を図 3.6(a) に示す。VNA と IDT 対は 3.6(b) に示すようにプローブコンタクトによって電気的に接続した。IDT1 に -5dBm のマイクロ波を入力して励起された Rayleigh 波は、二層膜を通過した後 IDT2 で検知される。このときのマイクロ波の透過信号である S_{21} を、Rayleigh 波の伝搬方向に静磁場を電圧で制御して印加しながら VNA で測定し、 S_{21} の変化から 2.3.4 節で述べた STT-SWR を検出した。測定条件を表 3.5 に示す。

表 3.5: VNA 測定条件

開始周波数	終了周波数	周波数点数	入力電力強度	バンド幅
1 GHz	3 GHz	801	-5 dBm	700 Hz

V_{ref}	開始電圧	終了電圧	電圧ステップ幅	
-5 V	-1.1 V	1.6 V	10 mV	

3.3 材料特性

3.3.1 LiNbO_3

本実験では R-SAW を励起するための圧電基板として LiNbO_3 を用いた。 LiNbO_3 は人工の誘電体であり、単結晶で優れた圧電効果を示す素材として表面波素子として幅広く応用された [16]。

LiNbO_3 の結晶構造を図 3.7 に示す。結晶は異方性を持つため、基板面方位と表面波の伝搬方向によって表面波特性が変化する。結晶の異方性は、同じ対称性を持つもの同士がまとめられて、点群表示によって表される。 LiNbO_3 は一回

転する間に同じ状態を3回とり、その回転軸を含むミラー面が3つあるため、点群3に属すると言われる。基板面方位と表面波の伝搬方向は、 128° 回転YカットX伝播 LiNbO_3 ($128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$) というように表される。Yカットというのは $\text{Y}=0$ の面を示し、その面をX軸を回転軸として 128° 回転させた面である。本実験で用いた LiNbO_3 压電基板は $128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$ である。 $128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$ の材料定数を表3.6にまとめた。

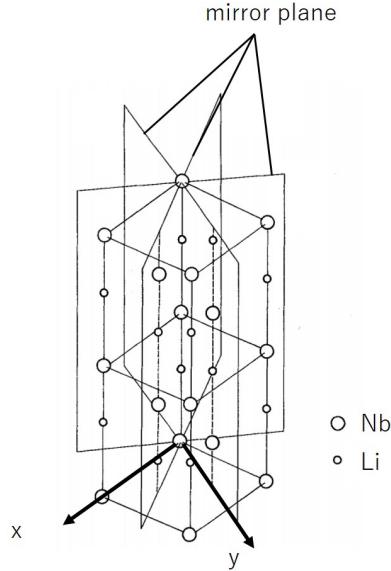


図 3.7: LiNbO_3 の結晶構造 [17]

表 3.6: $128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$ の材料定数

物理量	記号	値	文献
密度	ρ	$4.7 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$	[17]
縦波速度	c_l	6752 m s^{-1}	[18]
横波速度	c_t	4070 m s^{-1}	[18]
自由表面の Rayleigh 波速度	c_R	3992 m s^{-1}	[18]

3.3.2 Pt

PtはSOIが強い重金属である。強いSOIを持つ材料は、スピントルク効果を利用した非磁性金属におけるスピントルク生成に適しており、Ptは盛んに利用された。しかし、SVCによるスピントルク生成においては長いスピントルク緩和時間を持つ材料が有利であり、非常に短いスピントルク緩和時間を持つPtは不利であるとされてきた[8]。Ptの材料定数を表3.7にまとめた。

表 3.7: Pt の材料定数

物理量	記号	値	文献
密度	ρ	$21.45 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$	[19]
縦波速度	c_l	3260 m s^{-1}	[19]
横波速度	c_t	1730 m s^{-1}	[19]
ポアソン比	ν	0.377	[19]
Rayleigh 波速度	c_R	1630 m s^{-1}	式(2.27)より計算
電気伝導率(室温)	σ	$6.4 \times 10^6 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$	[20]
スピントルク拡散長(室温)	λ_s	7 nm	[20]

3.3.3 Ni₈₁Fe₁₉

本実験では強磁性層に Ni と Fe の合金である Ni₈₁Fe₁₉ を用いた。Ni₈₁Fe₁₉ は Ni が 81%、Fe が 19%の割合で作られた合金で、パーマロイと呼ばれる。パーマロイは高い透磁率を持ち、高周波用の磁心などに用いられる [11]。Ni₈₁Fe₁₉ の材料定数を表に示す。

表 3.8: Ni₈₁Fe₁₉ の材料定数

物理量	記号	値	文献
交換定数	A	1.3×10^{-11}	[21]
飽和磁化	M_s	1.01 T	[21]
ダンピング定数	α	7.5×10^{-3}	[15]
磁气回転比	γ	$2.30 \times 10^5 \text{ m A}^{-1}\text{s}^{-1}$	[22]

3.3.4 Ti

Ti は基板との密着性が高いため、本実験では IDT の成膜の際に、基板である LiNbO₃ と Au の間の接着層として Ti を用いた。

3.3.5 Au

本実験では IDT を Au で成膜した。Au は酸化皮膜をほとんど作らないため、Au を材料に IDT を成膜すると IDT と VNA のコンタクトがしやすくなる。

第4章 結果・考察

4.1 作製素子の顕微鏡写真

本実験用に作製した、幅 750 nm の IDT からなる遅延線型表面弾性波素子の顕微鏡写真を Pt の膜厚ごとにまとめた。強い R-SAW が励起され、 $\Delta P^{\text{norm}}(f, H)$ の測定に用いた試料は赤枠で囲った。

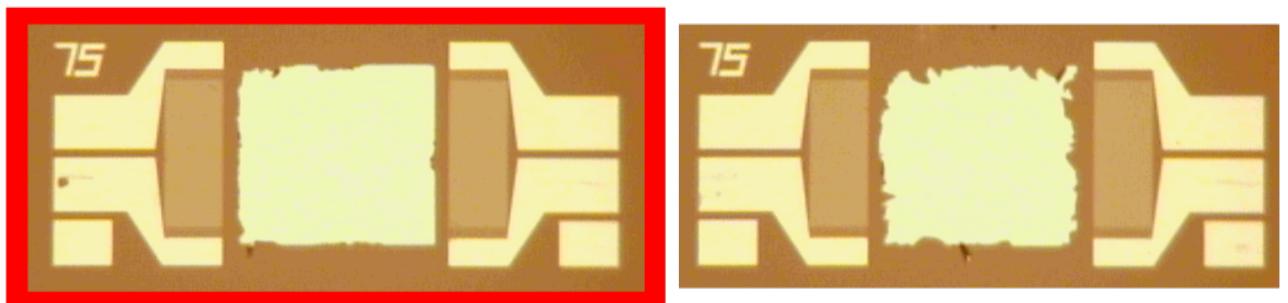


図 4.1: Py(20/Pt(0)) の遅延線型表面弾性波素子

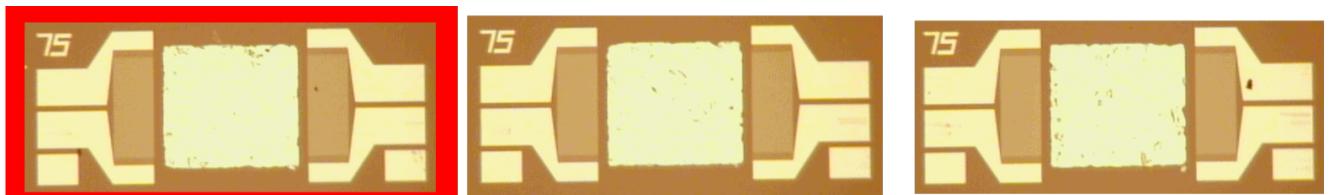


図 4.2: Py(20/Pt(10)) の遅延線型表面弾性波素子

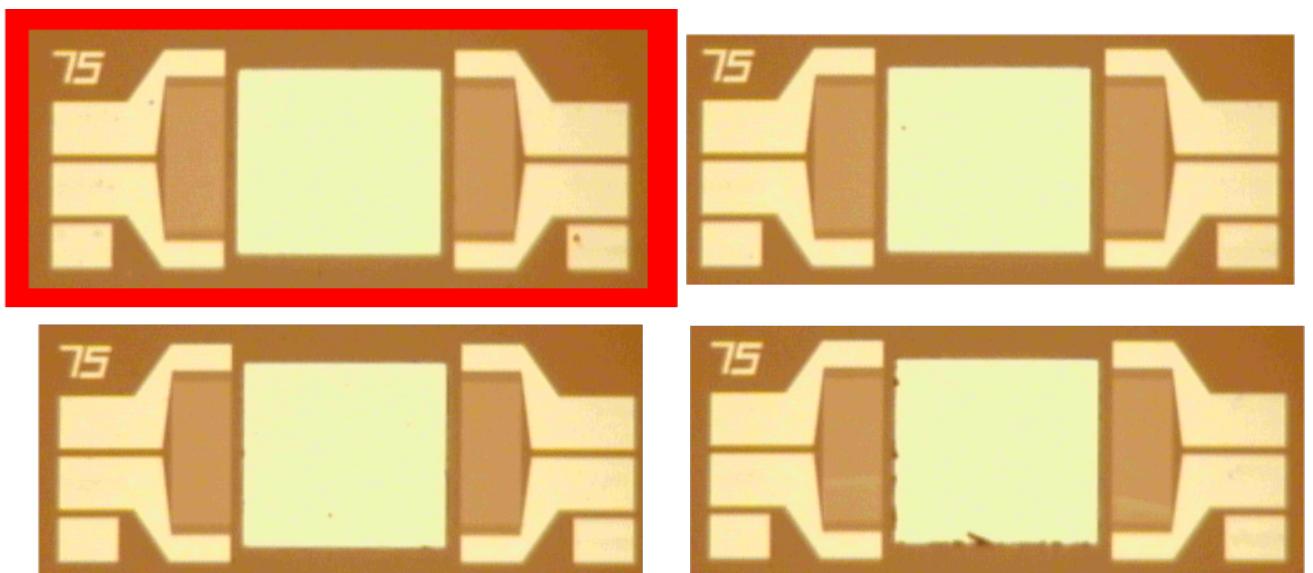


図 4.3: Py(20/Pt(19.44)) の遅延線型表面弾性波素子

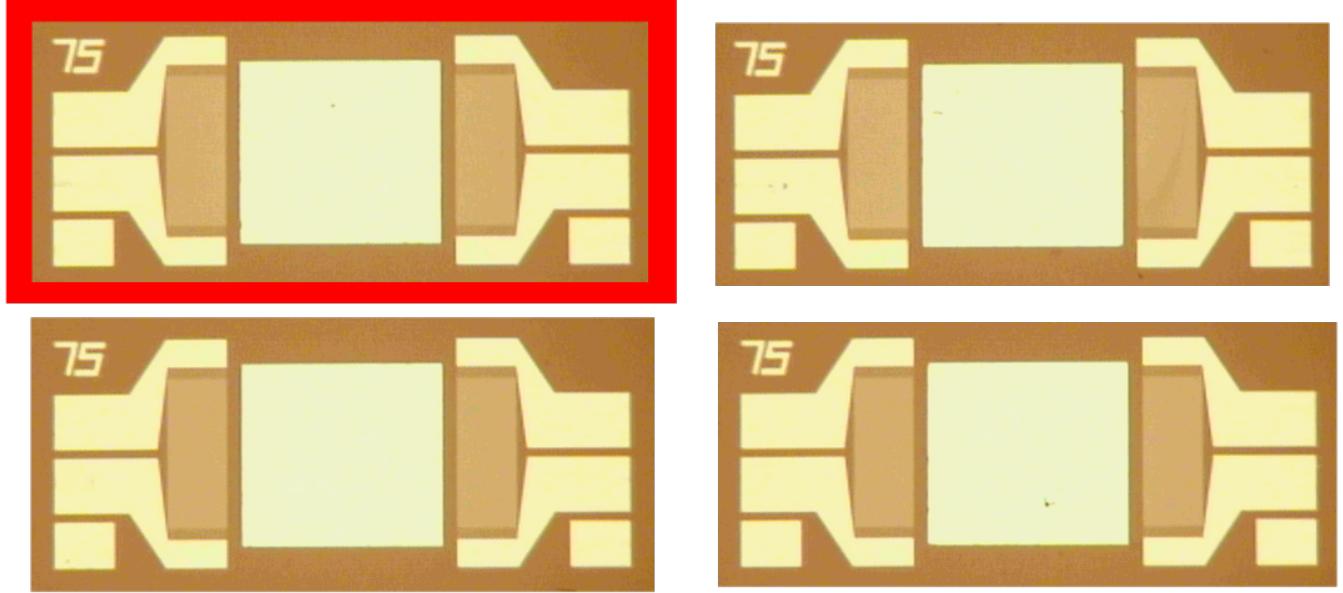


図 4.4: Py(20)/Pt(32.4) の遅延線型表面弾性波素子

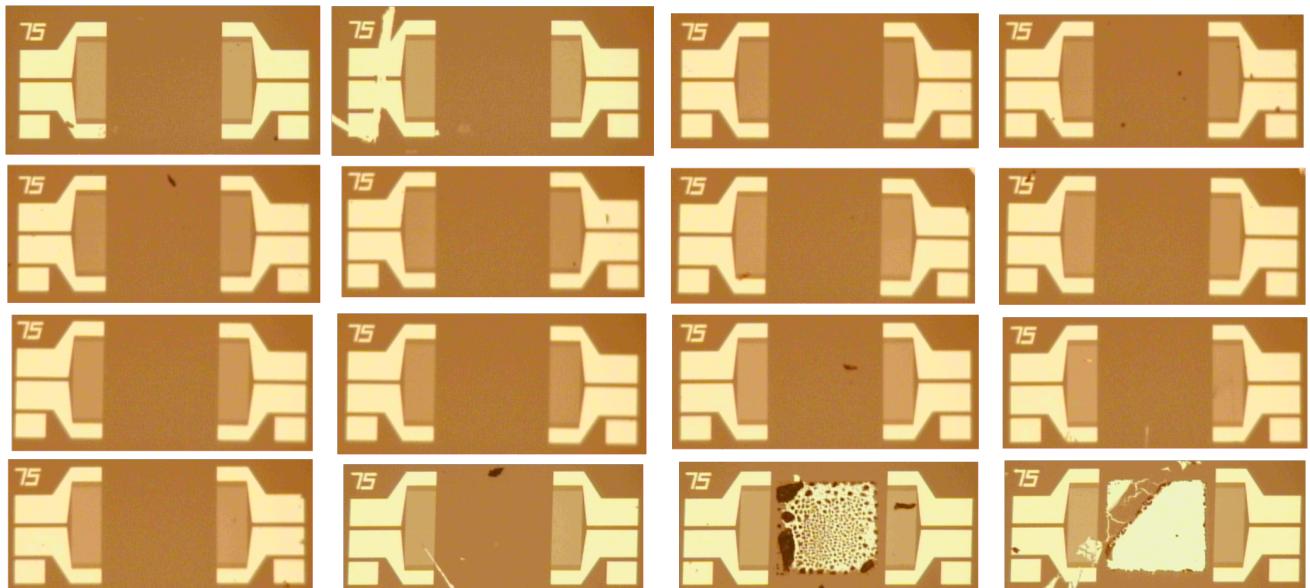


図 4.5: 作製した遅延線型表面弾性波素子の内、IDT を製膜した時点で R-SAW が励起されなかったものや、磁性層の蒸着に失敗したもの

4.2 Pt の各膜厚での Rayleigh 波吸収量 $\Delta P^{\text{norm}}(f, H)$

Pt 膜厚を変えて作製した素子を用いた VNA 測定における、Rayleigh 波周波数と印加した静磁場の関数としての Rayleigh 波吸収量のカラープロットを図 4.6 に示す。図中の赤色の点線は式 (2.80) で表される MSBVW の分散関係を示している。カラープロットの下にある青線のグラフは V_{ref} V におけるマイクロ波の伝搬特性を示している。図 4.6 より、IDT の構造周期によって決まる励起された Rayleigh 波の周波数が MSBVW の励起周波数になる磁場において、Rayleigh 波の吸収が観測された。これは STT-SWR が起きたことを示す。

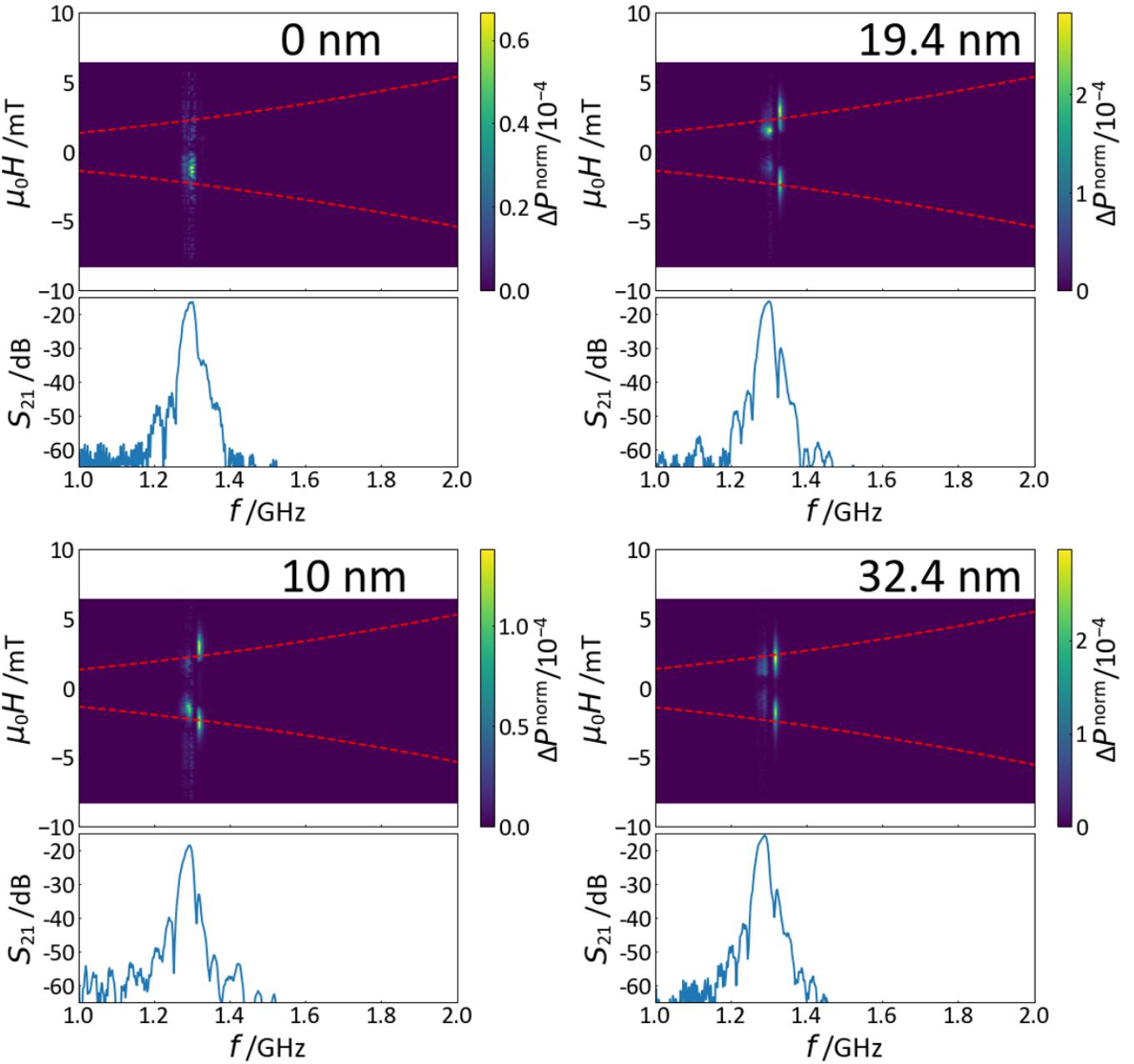


図 4.6: Pt の膜厚を変えて測定した Rayleigh 波吸収量のカラープロット。

作製した素子における IDT は、幅が 750 nm であるから構造周期は $3.0 \mu\text{m}$ であるから、励起される R-SAW の波長 λ_{saw} も $3.0 \mu\text{m}$ である。また、表 3.6 より $128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$ における自由表面の Rayleigh 波速度は $c_R = 3992 \text{ m s}^{-1}$ であるから、励起された R-SAW の周波数 f_{saw} は

$$f_{\text{saw}} = \frac{c_R}{\lambda_{\text{saw}}} \simeq 1.33 \text{ GHz} \quad (4.1)$$

となる。従って、R-SAW の吸収量は 1.33 GHz で大きくなることが予想できる。ところが、図 4.6 では Pt 膜厚が 0 nm 以外の試料では、 S_{21} が最大になる周波数（これを f_{main} とおく）ではなく、やや周波数が大きい、隣のピーク（この周波数を f_{side} とする）において吸収量が最大となっていることが分かる。これらの峰はそれぞれメインローブ、サイドローブと呼ばれる。測定条件の表 3.5 にあるように、本実験では VNA から入力する信号の周波数を 1 GHz から 3 GHz まで、 2.5×10^{-3} GHz 刻みで変化させて 801 回の測定を行っているから、ピークに至るまでの周波数の測定点数から f_{main} と f_{side} が分かる。算出した 2 つのピークの周波数を表 4.1 にまとめる。

表 4.1: ピークの周波数。測定開始からピークに至るまでの測定点数から周波数を求めた。

Pt 膜厚/nm	emainロープ		サイドロープ	
	測定点数	$f_{\text{main}}/\text{GHz}$	測定点数	$f_{\text{side}}/\text{GHz}$
0	120	1.300		
10	117	1.293	128	1.32
19.4	120	1.300	133	1.333
32.4	115	1.288	134	1.335
平均		1.295±0.005		1.329 ± 0.007

同様に、共鳴時の磁場も求めることができる。算出した磁場の値を表 4.2 にまとめる。

表 4.2: 共鳴時の磁場

Pt 膜厚/nm	磁場/mT
10	2.801
19.4	2.801
32.4	1.999
平均	2.533±0.378

4.3 共鳴時の Rayleigh 波吸収量 ΔP^{norm} の Pt 膜厚依存性

Rayleigh 波吸収量 $\Delta P^{\text{norm}}(f, H)$ を Pt 膜厚の関数としてプロットしたものが図 4.7 である。膜厚を増やしていくと、式 (2.44) より膜厚方向の渦度の勾配は表面から離れるほど減衰し、また生成されたスピニ流が Pt に接合している NiFe に伝わるまでに拡散していく、NiFe に伝わるスピニ流の強度は膜厚が増えるほど小さくなると考えられる。さらに、膜厚を増やしていくと NiFe に伝わるスピニ流は、膜厚が無限大の場合におけるスピニ流の近似解である式 (2.55) に似た挙動になるとを考えられるから、Pt の膜厚を増やしていくと式 (2.86) より共鳴時の Rayleigh 波吸収量は減衰して 0 に近づくことが予想できる。

本実験の結果から、Rayleigh 波吸収量 ΔP^{norm} の Pt 膜厚依存性が大まかに分かった。しかし、膜厚依存性と Pt のスピニ拡散長の関係を明らかにするためには、今後さらに細かく膜厚依存性を測定し、数値計算と比較する必要がある。

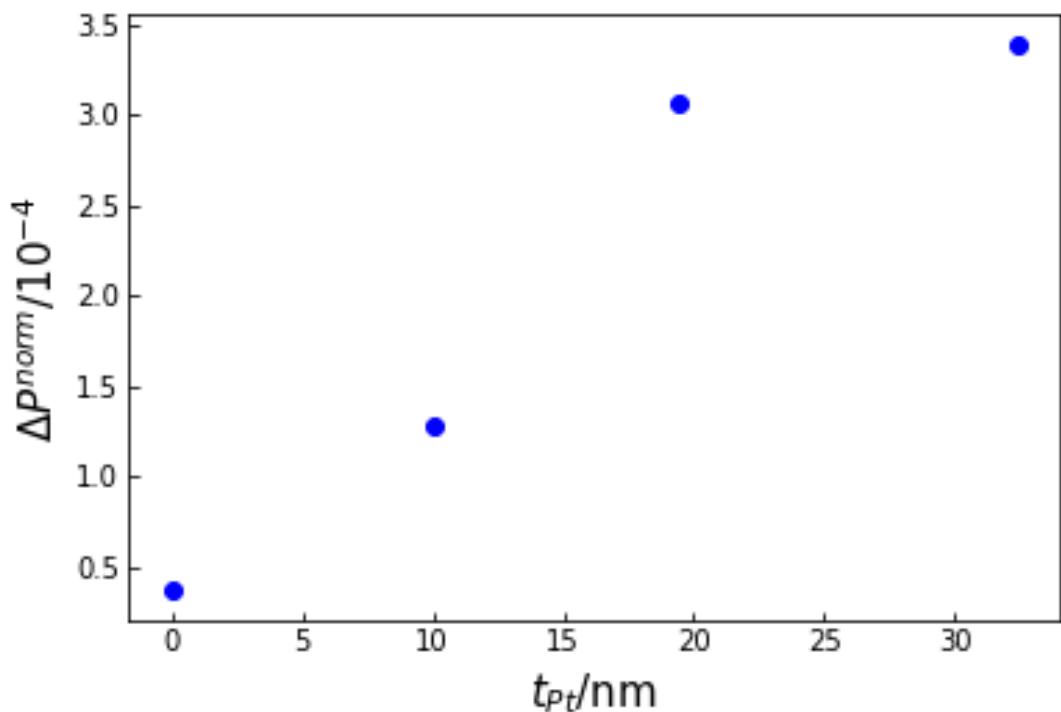


図 4.7: Rayleigh 波吸収量 $\Delta P^{\text{norm}}(f, H)$ の Pt 膜厚依存性

第5章 結論と課題

本研究では、スピン渦度結合を介した Rayleigh 波型の表面弾性波によるスピン流生成と非磁性金属の持つ SOI の関わりを調べるため、非磁性金属として SOI の大きく、スピン拡散長の短い Pt を選び、NiFe/Pt 二層膜において、NiFe 層にスピン波が励起されることによる Rayleigh 波の吸収量の Pt 膜厚依存性を測定した。その結果、4 つの膜厚において Rayleigh 波の吸収量を測定することに成功した。以下に今後の課題を示す。

1. まずは Rayleigh 波の吸収量の膜厚依存性を本研究よりも細かく測定し、次に膜厚が有限の境界条件でスピン拡散方程式 (2.42) の数値解を求める。数値解析ができれば吸収量の Pt 膜厚依存性を定量的に評価することができる。
2. 次に、非磁性金属として SOI の小さく、スピン拡散長の長い Cu を選んで、本研究と同様にスピン波が励起されたときの Rayleigh 波の吸強量の膜厚依存性を調べる。非磁性金属が Cu の場合と Pt の場合の吸収量の膜厚依存性を比較することで、スピン渦度結合を用いたスピン流生成と SOI の関わりを調べることができる。

謝辞

本論文を作成するにあたって多くの方にご支援いただきました。

慶應義塾大学理工学部物理学科 能崎幸雄教授には多くの機会を与えていただきました。それは研究環境だけでなく、日頃のゼミの中での発表の場であったり、先輩方の持つノウハウを共有して頂ける機会であったりと、様々な形で自分の成長の糧になりました。心よりお礼申し上げます。

慶應義塾大学理工学部物理学科 山野井一人助教には装置の使い方についてよく教えていただきました。毎日不自由なく装置が使えたのは山野井助教のおかげです。ありがとうございました。

能崎研究室博士課程 2 年 洞口泰輔さんには実験装置に関する研究内容に関しても多くの疑問を解消して頂きました。ありがとうございました。

能崎研究室修士課程 2 年 鳥羽竜生さんには研究室に来れる日が限られていた夏の頃から、マンツーマンでたくさんの時間を割いて多くの装置の使い方や測定結果の解析などについて教えていただきました。本当にお世話になりました。

能崎研究室の先輩方には多くの実験技術を学ばせていただきました。また、日頃から自分の研究が上手く進んでいるか気にかけて頂き、とても感謝しています。本当にありがとうございました。

最後に、本研究を支えてくださった全ての人々に心からお礼申し上げます。

参考文献

- [1] 斎藤英二, 村上修一. スピン流とトポロジカル絶縁体 量子物性とスピントロニクスの発展. 共立出版, 2014
- [2] Y. Kurimune. Master Thesis. *Keio University*, 2019
- [3] F. J. Jedema, A.T. Filip, and B. J. van Wees. Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve. *Nature* 410, 345, 2001
- [4] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J.Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. saitoh. Observation of the spin Seebeck effect. *Nature* 455, 778, 2008
- [5] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall efect. *Appl. Phys. Lett.* 88, 182509, 2006
- [6] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa M. Matsuo, S. Maekawa, and E. Saitoh. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system. *Appl. Phys. Lett.* 109, 103913, 2011
- [7] S. Maekawa, S. O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura. *Spin current*. Oxford University Press, 2017
- [8] M. Matsuo, J. Ieda, K.Harii, E. Saitoh, and S. Maekawa. Mechanical generation of spin current by spin-rotation coupling. *Physical Rebiue B* , Vol. 87, No. 180402(R), 2013
- [9] D. Kobayashi, T. yoshikawa, M. Matsuo, R. Iguchi, S. Maekawa, E. Saitoh, and Y. Nozaki. Spin Current Generation Using a Surface Acoustic Wave Generated via Spin-Rotation Coupling. *PRL* 119, 077202, 2017
- [10] A. N. Cleland. Foundations of Nanomechanics: From Solid-State Theory to Device Applications. Springer, 2003
- [11] 太田恵造. 磁気工学の基礎 II. 共立出版, 1973
- [12] 井上順一郎, 伊藤博介. スピントロニクス-基礎編-. 共立出版, 2010
- [13] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* , Vol. 159, pp. L1-L7, 1996
- [14] 岩崎俊. 電磁波計測-ネットワークアナライザとアンテナ-. コロナ社, 2007
- [15] G. Counil, J. V. Kim, T. Devolder, C. Chappert, K. Shigeto, and Y. Otani. Spin. Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods. *Journal of Applied Physics*, Vol. 95, No. 5646, 2004
- [16] 電子材料工業会. 表面波デバイスとその応用. 日刊工業新聞社, 1978
- [17] R. S. Weis and T. K. Gaylord. Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure. *Appl. Phys. A* 37,191-203, 1985
- [18] 橋本研也. 弾性表面波 (SAW) デバイスシミュレーション技術入門. 株式会社リアライズ社, 1997
- [19] 国立天文台. 理科年表 平成 19 年 (机上版) . 丸善出版, 2006
- [20] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh. Electric Manipulation of Spin Relaxation Using the Spin Hall Effect. *Physical Review Letters*, Vol. 101, No. 036601, 2008

- [21] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays. *Physical ReviewB*, Vol. 65, No. 024414, 2002
- [22] M. H. Seavey and P. E. Tannenwald. Ferromagnetic Resonance in Ultra-Thin Films. *Journal of Applied Physics*, Vol. 29, No.3, 1958