

修士論文 (2009 年度)

強磁性金属薄膜におけるスピン起電力の理論

東北大学大学院理学研究科物理学専攻

山根結太*

目次

1	序論	715
1.1	スピントロニクス	715
1.2	スピン起電力	715
1.3	本修士論文の目的と構成	718
2	スピン起電力の理論	719
2.1	磁化の運動方程式	719
2.2	s-d 模型からのスピン起電力の導出	721
2.3	まとめ	727
3	非対称形状を持つ金属薄膜におけるスピン起電力	727
3.1	実験	728
3.2	一次元マクロスピンモデル	730
3.3	数値解析	732
3.4	まとめ	736
4	結論	736
4.1	まとめ	736
4.2	今後の展望と課題	738
	付録	738
A	G.E.Volovik によるスピン起電力の理論	738
A.1	s-d ハミルトニアン	738
A.2	断熱近似	739
B	Barnes-Maekawa によるスピン起電力の理論	740
B.1	Berry 位相	740
B.2	ファラデーの法則の拡張	740

*現在所属 独立行政法人原子力開発研究機構特別研究生 (yutaymn322@gmail.com)

1 序論

1.1 スピントロニクス

電子は、電荷自由度とスピン自由度という二つの自由度を持つ。従来のエレクトロニクスにおいては電子の持つ電荷自由度のみが利用されてきた。対して、電子のスピン自由度を積極的に利用した新しい現象を発見し、それを応用したデバイスを作ることを目指す物性物理学の新しい分野をスピントロニクスという(図1)[1,2]。スピントロニクスは基礎物理的な観点からも未解明な多くの問題を含んでおり、近年急速に注目され発展している分野である。

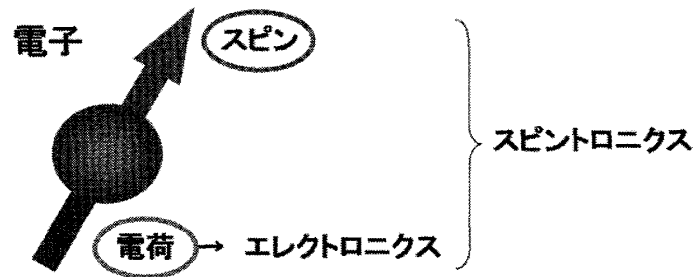


図 1: エレクトロニクスとスピントロニクス

従来のエレクトロニクスにおいて電気伝導におけるスピン自由度が注目されてこなかった理由は、伝導電子のスピンが電荷と異なり保存量でないことにある。スピン反転散乱のため、およそ数ナノメートルから数マイクロメートルで伝導電子のスピン情報は失われてしまう。そのため、従来の加工技術では電子のスピン自由度を利用することは不可能であった。しかし近年の微細加工技術の発達や従来のエレクトロニクス素子の集積限界などから、近年スピントロニクス研究の重要性が高まっている。巨大磁気抵抗効果 [3] の研究によってこの分野の発展に大きく貢献したとして、2007年ノーベル物理学賞が A.Fert と P.Grunberg に贈られた [4]。

1.2 スピン起電力

スピントロニクス分野においては前述の巨大磁気抵抗効果をはじめ様々な現象が発見されており [5,6]、それらを利用したデバイスも提案されている [7-9]。本論文では、近年特に注目を集めている「スピン起電力」と呼ばれる現象について考察する [10]。スピン起電力とはその名の通り電子のスピン自由度に由来する起電力であり、従来エレクトロニクスで扱われてきた起電力とは本質的にその起源を異にする。スピン起電力のメカニズムには伝導電子と磁化との交換相互作用が本質的な役割を果たす。この交換相互作用を通じて磁性体の磁気的エネルギーが伝導電子の電気的エネルギーに変換されたものがスピン起電力であると理解される。スピン起電力の一般的な定式化やその考察は次章以降で行うこととし、本節ではスピン起電力の考え方を示す。

1.2.1 電気エネルギーと磁気エネルギー

起電力の一般的な定義を示す。

$$\mathcal{E} = \frac{1}{-e} \oint dx \cdot \mathbf{f} \quad (1)$$

$\mathcal{E}, e, \mathbf{f}$ はそれぞれ起電力、素電荷、伝導電子に働く力である。起電力は、単位電荷がある経路を通過するときに受けた仕事の総量として定義される。すなわち起電力とは、金属中を伝導する電子に与えられたエネルギーの総量 (を電子の電荷で割ったもの) である。

それでは、伝導電子に与えられるエネルギーとはどのようなものがあるだろうか。伝導電子に働く力 \mathbf{f} としてまず考えられるのは電磁氣的なローレンツ力

$$\mathbf{f}_E = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

である。 \mathbf{v} は伝導電子の速度、 \mathbf{E}, \mathbf{B} は通常の U(1) 電磁場である。起電力の定義式 (1) から、ローレンツ力はファラデーの法則

$$\mathcal{E}_E = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (3)$$

を与える。 Φ は経路を貫く磁束である。

そもそもローレンツ力とは、電子の波動関数の U(1) ゲージ対称性から導かれるものであり、電子の持つ電荷自由度に由来する力である。すなわちファラデーの法則によって与えられる起電力は、電子の電荷自由度に起源を持つ電氣的なエネルギーによるものである。従来のエレクトロニクスにおいてはこのエネルギーのみが着目されてきた。

一方で、電子はそのスピン自由度のために、磁氣的なエネルギーを持っている。例えば磁場との相互作用によるゼーマンエネルギーやスピン間の交換相互作用エネルギーなどである。この磁氣的なエネルギーを電氣的なエネルギーに変換することで起電力として利用しようというのがスピン起電力のコンセプトである。つまり、伝導電子にはそのスピン自由度に由来する力 \mathbf{f}_S が働き、この \mathbf{f}_S が電荷自由度に由来する \mathbf{f}_E と同様に起電力 (1) に寄与すると考える (図 2)。 \mathbf{f}_S による起電力をスピン起電力と呼ぶ。

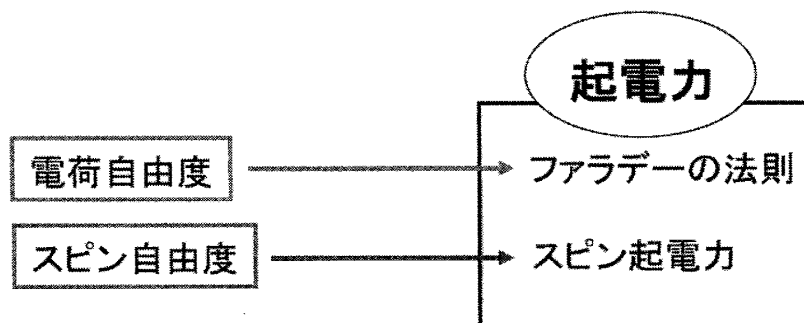


図 2: 電荷自由度とスピン自由度の起電力への寄与

1.2.2 伝導電子と局在磁化との相互作用

伝導電子にエネルギーが与えられるためには、エネルギーの供給源が必要である。ファラデーの法則を与える電気エネルギーの場合、その供給源は電磁場であった。伝導電子が電磁場と相互作用することにより、電磁場のエネルギーがローレンツ力を介して伝導電子に受け渡される。

磁性体中では、伝導電子は局在磁化とスピンを介して相互作用している。本論文ではこの相互作用を s-d 相互作用として扱う。すなわち、磁性体中の伝導電子と局在磁化との相互作用を

$$\mathcal{H}_{sd} = -J\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M} \quad (4)$$

と表す。 J は交換積分と呼ばれる項で、今は正の値を持つとする。 $\boldsymbol{\sigma}$ はパウリ行列で、今は伝導電子のスピン演算子に対応している。 \mathbf{M} は単位体積あたりの局在磁化を表すベクトルである。

(4) の交換相互作用を介して、伝導電子と磁性体との間でエネルギーのやり取りが可能である。何らかの理由によって磁性体の持つ磁気エネルギーが減少するとき、減少分の一部が (4) を介して伝導電子に受け渡されると考えられる。そしてそのエネルギーが伝導電子に仕事をするとき (力 \mathbf{f}_S を与えるとき) 起電力が生じる。すなわち、磁性体の持つ磁気エネルギーが伝導電子に受け渡され、それが電荷を加速することによって電気エネルギーに変換されるのである。これがスピン起電力が生じるメカニズムである。

1.2.3 磁壁移動に伴うスピン起電力

磁壁移動 磁性体の磁気エネルギーが伝導電子に受け渡されて起電力が生じると考えられる簡単な例として、磁壁移動を考える。まず磁壁移動について簡単な説明を与える。

一般に強磁性体中の磁化は交換相互作用によって互いに平行に揃い、結果として巨視的な自発磁化を持つ。しかし有限サイズの強磁性体を考えた場合、その自発磁化が試料全体で揃っていると磁気双極子-双極子相互作用に起因する反磁場が発生し静磁エネルギーが増大する。外部磁場がない状況では、強磁性体はこの静磁エネルギーを下げるために磁区構造を形成する (図 3)。磁区と磁区の境界の、磁化の方向が徐々に変化している領域を磁壁と呼ぶ [11]。

磁壁の位置は、外部磁場によって容易に移動させることができることがよく知られている [12]。今、図 3 上図のような磁区構造で安定している強磁性体に、ある時刻 t で図のように静磁場を印加することを考える。図中の黒い矢印は磁化を表している。次章 (2.1 磁化の運動方程式) で詳細に議論するが、磁場は磁化に対してトルクとして作用し、磁化の運動を誘起する。そしてこの誘起された運動の結果として、磁壁の移動が起こる。図 3 の下図は、時刻 $t + \Delta t$ において、磁壁が時刻 t における位置から移動した様子を示している。

磁性体から伝導電子へのエネルギーの受け渡し 図 3 の磁壁移動に伴う磁性体のエネルギーの変化を考える。

磁場印加直後の時刻 t と、磁壁移動が起こった後の $t + \Delta t$ で明らかに変化しているのは、磁化と印加磁場との相互作用エネルギー、すなわちゼーマンエネルギーである。このゼーマンエネルギーは次式で表される。

$$U_Z = -\frac{1}{\mu_0} \int dV \mathbf{M} \cdot \mathbf{B} \quad (5)$$

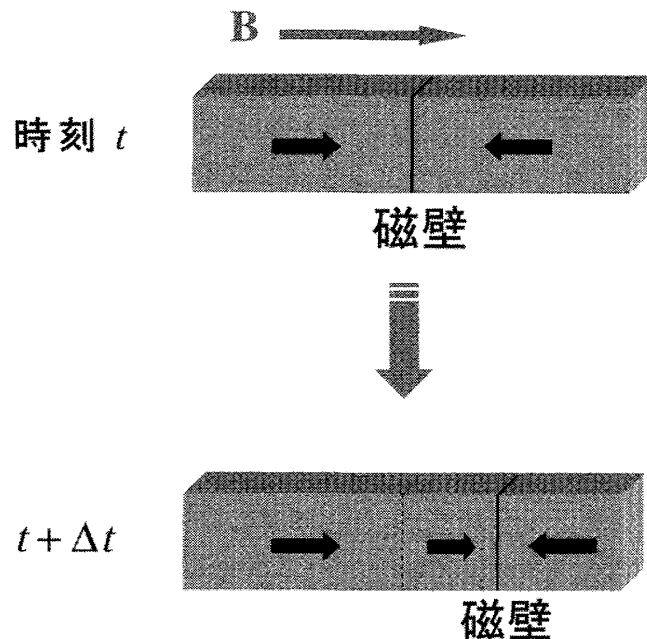


図 3: 磁壁移動

μ_0 は真空の透磁率、 M, B はそれぞれ磁化と磁場を表すベクトルである。体積積分は磁性体内で行う。(5) は、磁化は磁場と平行に揃ったときにエネルギーが最小であることを表現している。

図 3 下図の点線と実線で囲まれた部分の磁化は、時刻 t においては磁場と反平行であった。しかし磁壁移動によって磁化反転し、時刻 $t + \Delta t$ では磁場と平行に揃っている。したがって時間 Δt の間に、磁性体の持つゼーマンエネルギーはこの磁化反転分だけ小さくなっている。磁性体が単位時間、単位体積あたりに放出するゼーマンエネルギーは $2MBv$ である。ただし v は磁壁の移動速度である。この放出されたゼーマンエネルギーの一部は、磁化との交換相互作用を通じて伝導電子系に受け渡されるものと考えられる。そしてこの受け渡されたエネルギーが伝導電子に仕事をすれば、それによって起電力が生じる。

このように磁壁移動に伴って起電力が生じる可能性ははじめ 2007 年に Barnes-Maekawa によって指摘され [10]、その後 2009 年に実験によって確かめられた [13]。今、外部から印加しているのは静磁場のみであることから、磁壁移動によって生じた起電力が従来のファラデーの法則とは異なる起源を持つことは明らかである。

1.3 本修士論文の目的と構成

スピン起電力は、従来エレクトロニクスで利用されてきたものとは異なる新たな起電力の生成メカニズムとして期待が高まっている。しかし、現在までにスピン起電力の観測に成功したという実験の報告は、前述の磁壁移動の実験を含め数件にとどまっている [13,14]。そのため理論面からのスピン起電力を評価する方法の確立が求められている。

スピン起電力を一般的な系において定量的に議論するための理論はこれまでに主に二つ提案されている。一つは Barnes-Maekawa によるもので [10]、彼らは Berry 位相 [15] を用いたファラデーの

法則の拡張という議論でスピン起電力を扱った。彼らの理論によって計算される磁壁移動に伴うスピン起電力は、実験とよく一致している [13]。もう一つは Volovik によるものであり、彼は SU(2) ゲージ場を作る電磁場という形で定式化を行った [16]。

本修士論文の目的 本論分の目的は、次の二つである。

1. スピン起電力を定量的かつ一般的に議論するための理論の定式化を行う。
2. スピン起電力の検出に成功した実験を、1 で定式化した理論によって解析する。

1 について、本修士論文において導出された理論が与える結果は、Volovik によるものとほぼ同じである。ただし、本論文における理論の導出はより一般的な仮定に基づいており、より汎用性が高いと考える。Barnes-Maekawa、Volovik による理論は付録にて考察する。

2 について、理論計算の結果と実験結果を比較することで、理論の正当性の検証が可能である。

本修士論文の構成 本論文の構成は以下の様である。

第 2 章において、伝導電子と磁化の s-d 模型を出発点として、スピン起電力の定式化を行う。

第 3 章において、前章で導出した理論を用いてスピン起電力の検出に成功した実験を解析する。それによって実験の定量的な理解と同時に、理論の正当性の検証を目指す。

第 4 章で本修士論文のまとめと今後の展望を述べる。

2 スピン起電力の理論

前章で、磁性体の持つ磁気エネルギーを伝導電子の持つ電気エネルギーに変換することで起電力を生成するというアイデアを紹介した。本章では、スピン起電力を一般的に議論するための理論の導出を示す。そのための準備として、まず最初の節で磁化の運動方程式を議論する。次節で、s-d 模型から出発してスピン起電力の導出を行う。最後に、スピン起電力を計算するための処方箋をまとめる。

2.1 磁化の運動方程式

スピン起電力のメカニズムにおいては伝導電子スピンと磁化との交換相互作用が本質的な役割を担っており、その定量的な評価のためには磁化の運動を知る必要があると考えられる。そのため、本節でまず磁化の運動を議論する。

2.1.1 Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 方程式

磁場 \mathbf{H} 中にある磁化 \mathbf{M} が従う運動方程式は、磁化の有効ハミルトニアン $\mathcal{H} = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$ から

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\mathbf{M}, \mathcal{H}] = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (6)$$

と書ける。 γ は磁気回転比である。(6)は、初期状態として \mathbf{M} が \mathbf{H} に対してある角 θ を成していたとすると、 \mathbf{M} は角 θ を保ったまま \mathbf{H} の周りに歳差運動することを示している(ラーモア歳差)。このとき有効ハミルトニアン $\mathcal{H} = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$ は時間によらない。したがって、運動方程式(6)はエネルギー散逸の効果を記述していない。

しかし現実には、磁化を平衡位置に戻すような緩和トルクが存在する。この緩和を表現するために様々な現象論的な理論が提案されたが、本論文ではその中でも代表的な Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 方程式 [17,18] を用いて磁化の運動を解析する。

LLG 方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \frac{\delta u}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (7)$$

M_S は飽和磁化、 α は無次元の緩和定数である。また、 u は磁性体のエネルギー密度である。 $\delta u / \delta \mathbf{M}$ は磁化に働く有効的な磁場であり、外部から印加された磁場の他、磁化同士の交換相互作用や磁気双極子-双極子相互作用、結晶異方性などの効果を含む [19]。(7)の右辺第二項は有効磁場方向への磁化の緩和トルクであり、磁化を有効磁場の方向に向ける働きをする(図4)。

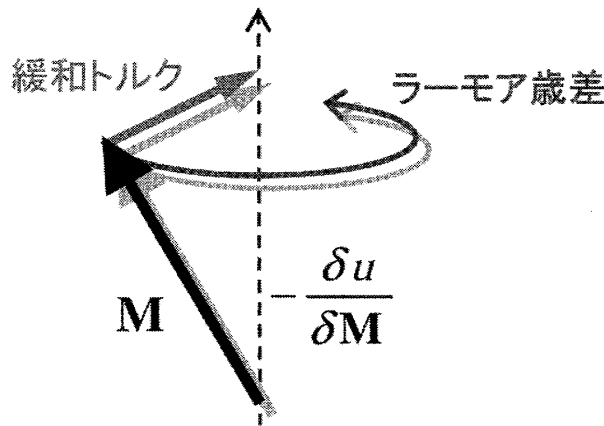


図 4: 有効磁場 $\delta u / \delta \mathbf{M}$ のもとでの磁化 \mathbf{M} の運動。

2.1.2 磁性体のエネルギー

ゼーマンエネルギー 磁化 \mathbf{M} と磁場 \mathbf{H} の相互作用によるゼーマンエネルギーは

$$U_Z = - \int dV \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \quad (8)$$

と書かれる [19]。ただし体積積分は磁性体について行うものとする。

交換相互作用によるエネルギー 磁化同士の交換相互作用によるエネルギーは、交換ステイフネスと呼ばれる正の定数 A を用いて

$$U_{EX} = -A \int dV \left\{ (\nabla M_x)^2 + (\nabla M_y)^2 + (\nabla M_z)^2 \right\} \quad (9)$$

と書かれる [19]。したがって、隣接した磁化は交換相互作用によって互いに向き揃えようとする。

磁気双極子-双極子相互作用 磁気双極子-双極子相互作用によるエネルギーは

$$U_D = \int \int dV dV' \left[\frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} + \frac{3\{\mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')\}\{\mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^5} \right] \quad (10)$$

である [20]。磁気双極子-双極子相互作用によって生じる磁場は反磁場と呼ばれる。

上述したものの他に、磁性体のエネルギーとして一般には結晶異方性も存在する。しかしこの後本論文で扱うパーマロイという物質は結晶異方性がほぼゼロであることが知られているため [21]、ここでは結晶異方性は考えない。

磁化のダイナミクスは、磁性体のエネルギー (8),(9),(10) を求め、これを LLG 方程式 (7) に代入して \mathbf{M} について解くことで得られる。

2.2 s-d 模型からのスピン起電力の導出

本節では s-d 模型から出発してスピン起電力を導出する。そのために磁性体中の磁化と相互作用する伝導電子が実際にどのような力を受けて運動するかを考察する。そして伝導電子はそのスピンの依存した力を受け、それによって起電力が生じることを示す。また、磁性体に電流が流れている特殊な場合には、磁化構造に起因する異常ホール効果が起こることを示す。

s-d 模型の下でのこれらの効果の導出については、これまでも二つの理論が提案されている [10,16]。これらの理論については付録にて考察する。

2.2.1 伝導電子の運動方程式

強磁性体中での伝導電子の一電子ハミルトニアンを次式のように仮定する。

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - J\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) - \mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (11)$$

$$= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - K(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}, t) \quad (12)$$

$\mathbf{p}, m, J, \boldsymbol{\sigma}, \mu_B$ はそれぞれ運動量演算子、電子の静止質量、交換積分、パウリ行列、ボーア磁子である。また、 \mathbf{M}, \mathbf{B} はそれぞれ一般に時間、空間に依存する磁化ベクトルと磁場ベクトルであり、(11) の右辺第 2 項、第 3 項はそれぞれ伝導電子と局在磁化の交換相互作用、伝導電子と外部磁場とのゼーマン相互作用である。純粹に電子のスピン自由度から起こる効果のみを考察するために、U(1) 電磁ポテンシャルは省略している。(12) では $J\mathbf{M} + \mu_B \mathbf{B} = K\mathbf{n}$ によって磁化 $K\mathbf{n}$ を導入した。 $K = |J\mathbf{M} + \mu_B \mathbf{B}|$ であり、 \mathbf{n} は $J\mathbf{M} + \mu_B \mathbf{B}$ 方向の単位ベクトルである。

ハミルトニアン (12) のもとでの伝導電子の (電荷の) 運動方程式を考える。運動方程式はハイゼンベルグ方程式によって次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{f}_i &= m\ddot{x}_i \\ &= \frac{1}{(i\hbar)^2} [[x_i, \mathcal{H}], \mathcal{H}] \end{aligned} \quad (13)$$

$$= \nabla_i (K\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) \quad (14)$$

$$= (\nabla_i K) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} + K\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla_i \mathbf{n} \quad (15)$$

f_i, x_i はそれぞれ伝導電子に働く力と伝導電子の位置を与える演算子、添え字 i は実空間 x, y, z を表す。

(15) の第一項は、伝導電子に働く磁化の大きさ K の空間依存性に起因する力であり、シュテルンゲルラッハ型の力である [22]。第二項は、磁化の方向 \mathbf{n} の空間依存性に起因する力である。シュテルンゲルラッハ型の力はこれまでもよく知られた力であり、さらに保存力であるから起電力には寄与しないため、以後は非保存的な第2項 $K\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla_i \mathbf{n}$ による効果を中心にみていく。磁性体と伝導電子の相互作用による起電力、すなわちスピン起電力はこの第2項によって生じると考えられる。

(15) から、伝導電子に働く非保存的な力を計算するためには伝導電子のスピン $\boldsymbol{\sigma}$ のダイナミクスと磁化 \mathbf{n} のダイナミクスを知る必要がある。 \mathbf{B} は外部から印加した磁場なので、 \mathbf{n} のダイナミクスを知るためには \mathbf{M} のダイナミクスがわかればよい。これは前節で考察した LLG 方程式を解くことで得られる。以下では (15) を計算するために伝導電子のスピンダイナミクスを決定することを考える。

具体的な議論に入る前に一つ指摘しておく。伝導電子のスピン方向をベクトルで表すとき、一般に磁化の方向 \mathbf{n} と磁化に垂直な方向 $\delta\mathbf{n}$ の線形結合 $c\mathbf{n} + d\delta\mathbf{n}$ として書ける。 c, d は適当な係数である。実際には伝導電子スピンの方向は、強い交換相互作用のためにほとんど磁化の方向に追従していると考えられる。(15) の第二項は $\boldsymbol{\sigma}$ と $\nabla_i \mathbf{n}$ とのスカラー積であるが、 \mathbf{n} と $\nabla_i \mathbf{n}$ とは直交するため、伝導電子スピンのうち \mathbf{n} 方向の成分は力には寄与しない。すなわち (15) の第2項による力、ひいてはスピン起電力は、伝導電子スピンと磁化 $K\mathbf{n}$ とのわずかなずれ $d\delta\mathbf{n}$ によって生じる。

2.2.2 伝導電子スピンのダイナミクス

断熱近似 ハミルトニアン (12) のもとでの伝導電子スピンの運動方程式は次式で与えられる。

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{i\hbar} [\boldsymbol{\sigma}, \mathcal{H}] \quad (16)$$

$$= \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \times K(\mathbf{r}, t) \mathbf{n}(\mathbf{r}, t) \quad (17)$$

これは磁化 $K\mathbf{n}$ のまわりのラーモア歳差運動である。今、 $K\mathbf{n}$ が時間、空間に依存しているため、(17) から伝導電子スピンのダイナミクスを決定することは困難である。

そこで、磁化の方向 \mathbf{n} が全空間・全時間において z 軸方向に静止しているような座標系に移ることにする (図5)。そのような座標変換は次式の、時間と空間について局所的な SU(2) ゲージ変換によって実現される。

$$\psi \mapsto U\psi \quad (18)$$

$$U = \exp\left(\frac{i}{2}\sigma_y\theta(\mathbf{r}, t)\right) \exp\left(\frac{i}{2}\sigma_z\varphi(\mathbf{r}, t)\right) \quad (19)$$

ただし、 θ, φ は磁化の極座標表示 $\mathbf{n} = (\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$ によって定義されている。今、 θ, φ は一般に時間と空間の関数である。 ψ は二成分スピノールである。そしてこの SU(2) ゲー

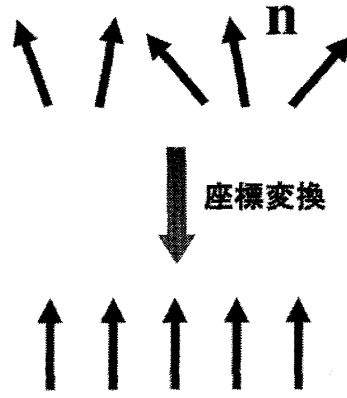


図 5: SU(2) ゲージ変換

ゲージ変換のもとで、ハミルトニアン (12) は次のように変換を受ける。

$$\mathcal{H}' = UHU^\dagger - i\hbar U \left(\frac{\partial U^\dagger}{\partial t} \right) \quad (20)$$

$$= \frac{(\mathbf{p} - i\hbar U (\nabla U^\dagger))^2}{2m} - K\sigma_z - i\hbar U \left(\frac{\partial U^\dagger}{\partial t} \right) \quad (21)$$

$$= \frac{(\mathbf{p} - i\hbar U (\nabla U^\dagger))^2}{2m} - \sigma \cdot \left[\frac{\hbar}{2} \left\{ \frac{2K}{\hbar} \mathbf{n}' + (\mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}})' \right\} \right] \quad (22)$$

上付きの'は、回転座標系でみたベクトルであることを示しており、 $\mathbf{n}' = (0, 0, 1)$ である。(21)の第2項はゲージ変換後の座標系における磁化 $K\mathbf{n}'$ との相互作用項である。ゲージ変換 (18)、(19)の結果、この項は σ_z 成分のみを持つ。(21)中の $i\hbar U (\nabla U^\dagger)$ 、 $i\hbar U (\partial U^\dagger/\partial t)$ は純ゲージ場 [23] と呼ばれ、座標変換によって現れた SU(2) ゲージ場である。(21)から (22)に移るとき、 $K\sigma_z$ と $i\hbar U (\partial U^\dagger/\partial t)$ をまとめて (22)の第2項のようにおいた。 $\dot{\mathbf{n}}$ は \mathbf{n} の時間微分である。ただし、ゲージ変換後の座標系において磁化の方向ベクトル \mathbf{n} は z 軸方向の単位静ベクトルである。

(22)の第2項から、磁化 $K\mathbf{n}$ が時間に依存するとき ($\dot{\mathbf{n}}$ が有限のとき)、伝導電子が感じる有効的な磁化は (実験室系でみたとき) $(\hbar/2) [(2K/\hbar)\mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}]$ であることがわかる。したがって磁化の方向 \mathbf{n} を z 軸方向にそろえた座標系で見ると、伝導電子のスピン運動方程式はあらわに有効磁化 $(\hbar/2) \{ (2K/\hbar)\mathbf{n}' + (\mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}})' \}$ のまわりのラーモア歳差で表される。そして前節で述べたように現実には様々な緩和機構が存在し、伝導電子のスピンは有効磁化の方向への強い緩和トルクを受ける (有効磁化に揃った状態がエネルギー最小であるため)。ここで磁化の運動は伝導電子のそれと比べて非常にゆっくりであるため、伝導電子系の状態変化は十分断熱的であるとしてよい。そのため、伝導電子のスピンは常に有効磁化の方向に追従していると考えられる。これを伝導電子スピン演算子 σ の期待値ベクトルという形で表現して

$$\langle \sigma \rangle = P \frac{\hbar}{2K} \left[\frac{2K}{\hbar} \mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}} \right] \quad (23)$$

と書く。ただし $\langle \dots \rangle$ は $\text{Tr}(\rho \dots)$ を意味している (ρ は密度演算子)。 P は強磁性体のスピン分極率であり、規格化のために全体に $(\hbar/2K)$ をかけている。すなわち、伝導電子スピンは、磁化の方向 \mathbf{n} からわずかにずれた成分を持つ。

スピントルク効果 ここまでの議論では、伝導電子スピンは急速な緩和によって常に有効磁化 $(2K/\hbar)\mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}$ に追従していると考えた。では、伝導電子スピンのこの有効磁化からずれる場合として、どのような状況が考えられるであろうか。

今、電流が流れている系を考える。磁性体に電流が流れているとき、電流を担う伝導電子は必ずスピン偏極している。そして、このスピン偏極した電流と磁化とが交換相互作用によって角運動量の受け渡しを行うことで、電流と磁化は互いにトルクを及ぼしあう。これをスピントルク効果とよぶ [24]。すなわち電流を担う伝導電子は、有効磁化 $(2K/\hbar)\mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}$ の他に、「スピントルクをもたらすような磁化」を感じることになる。したがって、電流を担う伝導電子のスピンは必ずしも有効磁化 $(2K/\hbar)\mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}$ には追従しないであろう。

電流が流れているとき、スピントルク効果まで含めた伝導電子スピンのダイナミクスを次式のように書く (図 7)。

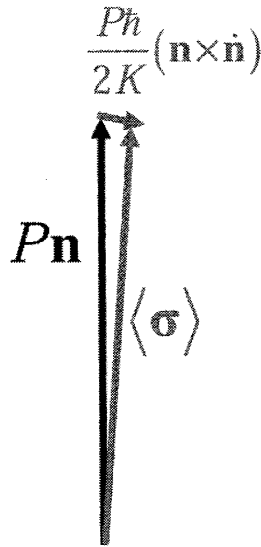


図 6: 電流が流れていないときの伝導電子スピン $\langle \sigma \rangle$ の磁化 \mathbf{n} からのずれ

$$\langle \sigma \rangle = \frac{P\hbar}{2K} \left[\frac{2K}{\hbar} \mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}} \right] + \frac{P\hbar}{2Ke} \mathbf{n} \times (\mathbf{j} \cdot \nabla) \mathbf{n} \quad (24)$$

$$= \frac{P\hbar}{2K} \left[\frac{2K}{\hbar} \mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}} \right] - \frac{P\hbar}{2K} \mathbf{n} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{n} \quad (25)$$

\mathbf{j} は電流密度である。(24)、(25) の右辺第 2 項はスピントルクによる有効磁場からのずれを表している [25,26]。(24) から (25) に移るとき、 $\mathbf{j} = -e\mathbf{v}$ とした。

2.2.3 スピン電場とスピン磁場

前節で、電流が流れている系と流れていない系についてそれぞれ伝導電子のスピンダイナミクス $\langle \sigma \rangle$ を決定したので、これを (15) の期待値をとった

$$\langle \mathbf{f}_i \rangle = (\nabla_i K) \langle \sigma \rangle \cdot \mathbf{n} + K \langle \sigma \rangle \cdot \nabla_i \mathbf{n} \quad (26)$$

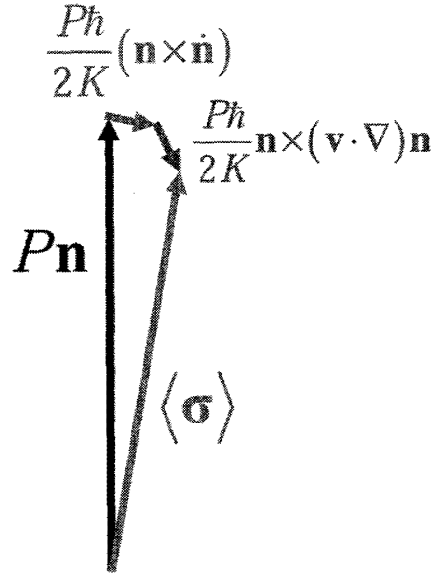


図 7: 電流が流れているときの伝導電子スピン $\langle \sigma \rangle$ のダイナミクス

に代入することで伝導電子に働く力を求めることができる。

以下では、電流が流れていない系と電流が流れている系を順に考える。

スピン電場 (スピン起電力) まず、電流が存在しない場合を考える。このときの伝導電子のスピンダイナミクスは (23) と求められているので、これを (26) に代入して

$$\langle f_i \rangle = \nabla_i K + \frac{P\hbar}{2} (\mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}) \cdot \nabla_i \mathbf{n} \quad (27)$$

を得る。これが電流の存在しないとき、磁化との相互作用によって伝導電子が感じる力である。右辺第一項はシュテルン-ゲルラッハ型の力である [22]。

ここで (27) 右辺第二項を電子の電荷 $-e$ で割った

$$\mathbf{E}_i = -\frac{P\hbar}{2e} \mathbf{n} \cdot (\dot{\mathbf{n}} \times \nabla_i \mathbf{n}) \quad (28)$$

によってスピン電場 \mathbf{E} を定義する。(28) は、分子にスピン分極率 P があることから、磁性体中で majority スピンを持つ伝導電子と minority スピンを持つ伝導電子に対して逆符号の寄与をする (スピンに依存した) 場の期待値をとったものと理解できる。通常電場が粒子の電荷に依存した力を与えるのに対して、電子のスピンに依存した力を与えることが (28) を「スピン電場」と呼ぶ由来である。ただし期待値をとった後のスピン電場は U(1) の構造をしているため、電子系を議論するときには (28) を通常の U(1) 電磁ポテンシャルから導かれる電場と並列に扱ってよい。したがって、スピン電場 (28) によって生じる起電力は通常電磁気学の処方箋を用いて求めることができる。スピン電場による起電力をスピン起電力と呼ぶ。 \mathbf{n} を θ, φ を用いて表すと (28) は

$$\mathbf{E}_i = -\frac{P\hbar}{2e} \sin \theta \left(\dot{\theta} \nabla_i \varphi - \nabla_i \theta \dot{\varphi} \right) \quad (29)$$

と書ける。

(28)あるいは(29)から、スピン電場は磁化の方向 \mathbf{n} のダイナミクスにのみ依存し、磁化の大きさ K にはよらないことがわかる。そして、スピン電場は磁化のダイナミクスが時間、空間双方に依存している点でのみ有限の値を持つ。したがってスピン起電力が生じるためには、そのような磁化ダイナミクスを誘起されていることが条件となる。

また、 $K\mathbf{n} = J\mathbf{M} + \mu_0\mathbf{B}$ であるが、現実にはほとんどの場合 $J\mathbf{M} \gg \mu_0\mathbf{B}$ が満たされている。したがって、スピン電場を計算するときには $\mathbf{n} \simeq \mathbf{m}$ としてよい。 \mathbf{m} は \mathbf{M} の方向を表す単位ベクトルである ($\mathbf{M} = M_S\mathbf{m}$)。前章ではエネルギー保存則に基づいた考察からスピン起電力を議論したが、結局、スピン起電力を求めるためには磁化 \mathbf{M} のダイナミクスを計算すればよい。

スピン磁場 (異常ホール効果) 次に、電流が流れている系において伝導電子が受ける力を考える。電流が流れているときの伝導電子スピンのダイナミクスは (25)

$$\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle = \frac{P\hbar}{2K} \left[\frac{2K}{\hbar} \mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}} \right] - \frac{P\hbar}{2K} \mathbf{n} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{n} \quad (30)$$

であった。したがってこれを (26) に代入すればよい。(30) の右辺第一項は上述のようにシュテルン-ゲルラッハ型の力とスピン電場を与える。ここでは右辺第二項の効果を考察する。第二項を (26) に代入して

$$\langle \mathbf{f}_i \rangle = -\frac{P\hbar}{2} [\mathbf{n} \times (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{n}] \cdot \nabla_i \mathbf{n} \quad (31)$$

$$= -\frac{P\hbar}{2} \left[\mathbf{n} \times \sum_j v_j \nabla_j \mathbf{n} \right] \cdot \nabla_i \mathbf{n} \quad (32)$$

$$= -\frac{P\hbar}{2} \sum_j v_j (\mathbf{n} \times \nabla_j \mathbf{n}) \cdot \nabla_i \mathbf{n} \quad (33)$$

$$= -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_i \quad (34)$$

を得る。ただし \mathbf{B} は

$$\mathbf{B} = -\frac{P\hbar}{2e} \begin{bmatrix} \mathbf{n} \cdot (\nabla_y \mathbf{n} - \nabla_z \mathbf{n}) \\ \mathbf{n} \cdot (\nabla_z \mathbf{n} - \nabla_x \mathbf{n}) \\ \mathbf{n} \cdot (\nabla_x \mathbf{n} - \nabla_y \mathbf{n}) \end{bmatrix} \quad (35)$$

で定義される。U(1) 電磁場との類推から、この \mathbf{B} をスピン磁場と呼ぶ。(35) は、majority スピンと minority スピンの伝導電子に対して逆符号の寄与を与えるスピンの依存した磁場の期待値と理解される。

このスピン磁場を、スピнкаイラリティーによる異常ホール効果 [27-30] という現象と関連して考える。局在スピン $\mathbf{S}(\mathbf{r})$ が

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}_1) \cdot (\mathbf{S}(\mathbf{r}_2) \times \mathbf{S}(\mathbf{r}_3)) \neq 0 \quad (36)$$

となる構造を持つとき、この構造に起因する異常ホール効果が観測され、そのホール伝導度が $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}_1) \cdot (\mathbf{S}(\mathbf{r}_2) \times \mathbf{S}(\mathbf{r}_3)) \rangle$ に比例することが知られている。 $\langle \mathbf{S}(\mathbf{r}_1) \cdot (\mathbf{S}(\mathbf{r}_2) \times \mathbf{S}(\mathbf{r}_3)) \rangle$ は3つのスピンの構成する立体構造度を表した量で、スピнкаイラリティーと呼ばれる。スピンの空間変化が

十分ゆっくりであるときには

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_1 \cdot (\mathbf{S}_2 \times \mathbf{S}_3) &\simeq \mathbf{S}_1 \cdot \left[\{ \mathbf{S}_1 + \nabla_i \mathbf{S}_1 (r_2 - r_1)_i \} \times \{ \mathbf{S}_1 + \nabla_j \mathbf{S}_1 (r_3 - r_1)_j \} \right] \\ &= \mathbf{S}_1 \cdot (\nabla_i \mathbf{S}_1 \times \nabla_j \mathbf{S}_1) (r_2 - r_1)_i (r_3 - r_1)_j \end{aligned} \quad (37)$$

である。ただし、 $\mathbf{S}(r_1) = \mathbf{S}_1$ のように書いた。 $\mathbf{n} \propto -\mathbf{S}$ の関係、(34)、(35)、(37) から、スピン磁場による効果 (34) はスピнкаイラリティーによる異常ホール効果を表していると考えられる。

(34) は通常の U(1) のローレンツ力と同様、起電力には寄与しない。したがって、次章以降の考察では電流が流れていることによるスピントルク効果は無視し、伝導電子のスピンは有効磁化 $(2K/\hbar)\mathbf{n} + \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}$ に十分追従しているとする。

2.3 まとめ

伝導電子と磁化との s-d 交換相互作用を仮定するモデルから出発し、伝導電子に働く力

$$\mathbf{f}_i = (\nabla_i K) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} + K \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla_i \mathbf{n} \quad (38)$$

から導かれる効果を考察した。その結果、(38) の第一項からシュテルン-ゲルラッハ効果、第二項からスピン起電力と異常ホール効果が生じることが示された。このうち、次章以降ではスピン起電力に注目していく。以下にスピン起電力を計算する手順をまとめておく。

スピン起電力計算のステップ

1. LLG 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \frac{\delta u}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (39)$$

を解いて磁化のダイナミクスを計算する。

2. 1 で求めた磁化ダイナミクス $\mathbf{M} = M_S \mathbf{m}$ を用いて

$$\mathbf{E}_i = -\frac{P\hbar}{2e} \sin \theta \left(\dot{\theta} \nabla_i \varphi - \nabla_i \theta \dot{\varphi} \right) \quad (40)$$

からスピン電場を計算する。ただしここでの θ 、 φ は $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ で定義される。

3. スピン電場が求めれば、電磁気学の処方箋にしたがってスピン起電力を計算することができる。

3 非対称形状を持つ金属薄膜におけるスピン起電力

本章では、前章で定式化した理論を用いて実際に具体的な系についてスピン起電力を計算し、対応する実験結果と比較する。それによって実験を定量的に理解すると同時に、理論の正当性を検証することを目的とする。

まず最初の節で非対称形状を持つパーマロイ薄膜を用いてスピン起電力に成功した実験を紹介する。そして次節以降で系に対してモデル化を行い、解析計算と数値計算によってスピン起電力を計算する。そして、理論計算の結果と実験結果が定量的にほぼ一致することを示す。

3.1 実験

本節では捧らによって行われた実験を紹介する [31]。彼らのアイデアは、非対称な形状を持つパーマロイ薄膜を用いることで、単一の磁性体において外部磁場に対する共鳴部分と非共鳴部分を分離することができるというものである (図 8)。このとき、共鳴部分の磁化によって吸収された振動磁場のエネルギーが伝導電子の電気エネルギーに変換されることで、共鳴・非共鳴部分間でスピンの起電力が生じる。

3.1.1 非対称形状を持つパーマロイ薄膜

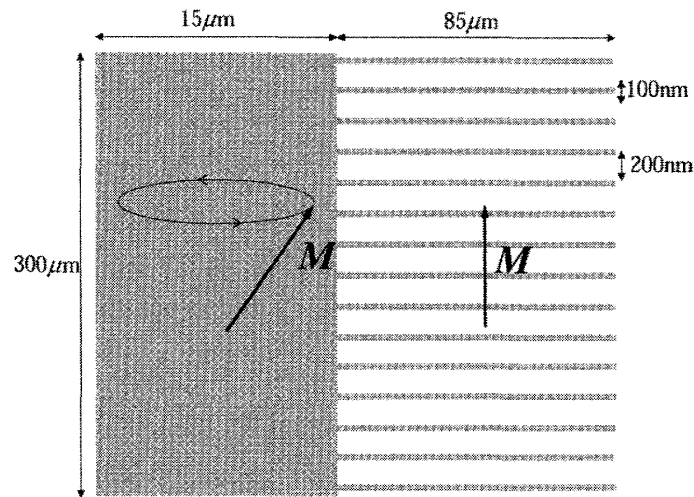


図 8: 非対称形状を持つパーマロイ薄膜。膜厚は 20nm。

図 8 のようなパーマロイ薄膜を考える。この試料は、広い面部分と細線部分から成る非対称な形状をしている。

このような形状の試料を考える利点は、面部分と細線部分とではその形状異方性の違いから、外部磁場に対する応答が異なることにある。パーマロイは結晶異方性がほぼゼロであることが知られており [21]、強磁性共鳴を起こすような印加磁場は試料の形状のみによって制御することができる。したがって、片方の部分に対する共鳴磁場を印加することで、強磁性共鳴状態にある部分と非共鳴状態にある部分とが分離された状態が容易に実現される (図 8 は、面部分が共鳴状態にあり、細線部分が非共鳴状態にある状態を示している)。

非対称形状を持つパーマロイ薄膜のこうした性質を利用して局所的なスピン流を生成しようとする実験が、図 8 の試料を用いて捧らによって行われた。スピン流とはスピントロニクスにおいて非常に重要な物理量であり、スピン流の制御はスピントロニクスの大きなテーマの一つである [1,2,32-34]。しかしスピン流や、この実験によってスピン流が生成されるメカニズム等についてここで考察することは本修士論文の目的から逸脱するので割愛し、本修士論文では、図 8 の試料を用いて得られるスピン起電力を議論する。以下で捧らの実験の手続きを示し、この実験がスピン起電力を生じる系になっていることを示す。

3.1.2 実験の手続きと結果

捧らが行った実験の手続きは以下のものである。図8の試料に対してマイクロ波と直流磁場を印加する。直流磁場の方向は面に平行かつ細線に垂直な方向である。そしてマイクロ波の周波数を固定したまま(実験では9.43GHz)直流磁場の大きさをゼロから変化させていくと、130mTと230mT付近において二つの強磁性共鳴信号のピークが観測された。これら二つのピークは、面部分と細線部分それぞれに対応する強磁性共鳴が起きていることを示している。

そしてこのように共鳴部分と非共鳴部分が分離されている状態が実現されているとき、局所的なスピン流が生成されると捧らは考えた。彼らはスピン流生成を確かめるために面部分・細線部分間の起電力を測定した。測定結果によると、強磁性共鳴信号と起電力信号は、同じ位置でピークを持つ。すなわち、面部分・細線部分いずれかが強磁性共鳴状態にあるとき、面部分・細線部分間に大きな起電力が生じているのである。起電力の大きさは面共鳴・細線共鳴の場合にそれぞれ約100nV、-60nVである。マイクロ波の強度は200mWである。

注目すべきは、面共鳴時・細線共鳴時において起電力の符号が逆転していることである。また、マイクロ波の強度を変えて実験を行ったところ、起電力信号はマイクロ波強度に対してほぼ線形に依存するという結果が得られている。

こうした定性的な実験結果(起電力符号の逆転、マイクロ波強度依存性)はスピン流生成の理論[35]に基づく予想と一致していることから、彼らがこの実験によってスピン流生成に成功したことが確かめられた。

なお、実験結果の詳細なデータは「強磁性Ni₈₁Fe₁₉微細構造におけるスピン流局所生成及び検出(捧耕平 慶應義塾大学大学院修士論文 2008)」を参照されたい。

3.1.3 スピン起電力理論の適用

前節で述べたように、図8のような非対称形状を持つパーマロイ薄膜を用いた実験は元々はスピン起電力検出を目的として行われたものではない。しかし本研究では、上述の実験状況がスピン起電力発生条件を満たしていることに注目し、測定された起電力はスピン起電力理論によって理解できると考えた。そこで、スピン起電力理論によって実験を定量的に理解することを目指す。また、理論計算と実験の結果を比較することで、理論の正当性の検証を行う。

彼らの行った実験がスピン起電力発生条件を満足していることは次のようにしてわかる。スピン起電力発生に必要な条件は、前章で述べたように時間・空間双方に依存した磁化のダイナミクスを誘起してやることである。印加された磁場によって試料が強磁性共鳴状態にあるとき、明らかに磁化のダイナミクスは時間に依存している。また、試料の非対称な形状のために共鳴部分と非共鳴部分が分離されていれば、磁化ダイナミクスが空間依存性を持つことも明らかである。エネルギー保存則からの観点からは、共鳴部分の磁化によって吸収された外部磁場のエネルギーが伝導電子の電気エネルギーに変換されたと理解される。

次節以降で、前章で導入した理論に従ってスピン起電力を計算する。

3.2 一次元マクロスピンモデル

まず、解析的な計算を行うために簡単なモデル化を行う。試料中の共鳴部分と非共鳴部分の磁化を、それぞれ一つの磁化で代表させる。すなわち、二つのマクロスピが存在するモデルを扱う(図9)。共鳴部分の磁化は一定の歳差角 θ_R と角振動数 ω で静磁場の周りに歳差運動し、非共鳴部分の磁化は直流磁場の方向を向いているとする。

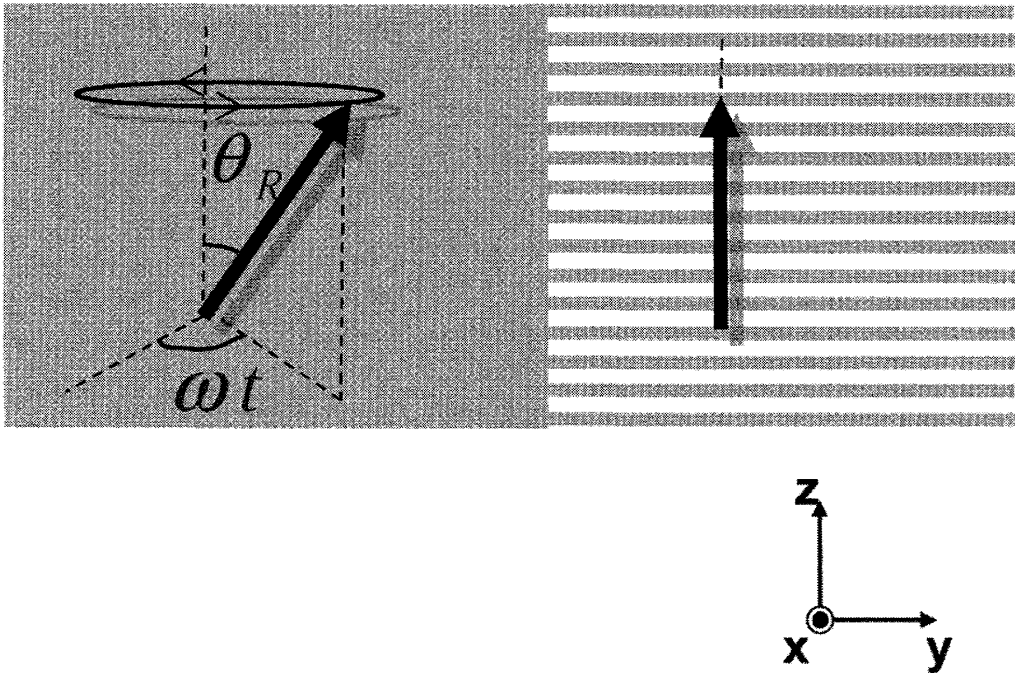


図 9: 一次元マクロスピンモデル

3.2.1 磁化ダイナミクスの決定

前述のスピン起電力計算のステップに従って、まず LLG 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \frac{\delta u}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (41)$$

を解いて磁化ダイナミクスを決定することを考える。

今、 ω はマイクロ波の角振動数に一致しているとしてよいので、実験値を用いればよい。したがって、磁化ダイナミクスを決定するためには、 θ_R を決定してやればよいことになる。LLG 方程式における有効磁場を次式のように書く。

$$\mathbf{H}_{eff} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_{DC} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ H_{AC} \exp(i\omega t) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -N_x M_x \\ -N_y M_y \\ -N_z M_z \end{pmatrix} \quad (42)$$

第一項は z 方向を向いた直流磁場、第二項はマイクロ波に相当する振動磁場、第三項は磁気双極子相互作用に起因する反磁場である。 N_x, N_y, N_z は反磁場係数である [36]。反磁場係数は試料の形状のみによって決まる定数であり、 $N_x + N_y + N_z = 1$ (MKSA 単位系) を満たす。簡単のために磁気双極子-双極子相互作用の効果は反磁場係数に押し込め、交換相互作用は無視した。ここで、共鳴磁化の直流磁場からのずれ (すなわち θ_R) は小さいとして、LLG 方程式を次式のように z 軸について線形化する。

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= -\gamma \left\{ M_y (\mathbf{H}_{eff})_z - M_S (\mathbf{H}_{eff})_y \right\} - \alpha \frac{dM_y}{dt} \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma \left\{ M_S (\mathbf{H}_{eff})_x - M_x (\mathbf{H}_{eff})_z \right\} - \alpha \frac{dM_x}{dt} \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0\end{aligned}\quad (43)$$

ただし $M_z = M_S$ とした。上式に有効磁場 (42) を代入して M_x, M_y について解くと、 θ_R は

$$\begin{aligned}\theta_R &\simeq \sin^{-1} \left(\frac{M_y}{M_S} \right) \\ &= \sin^{-1} \left| \frac{\gamma \{ H_{DC} + M_S (N_x - N_z) \} + i\alpha\omega}{\gamma \{ 2H + M_S (N_x + N_y - 2N_z) \}} \frac{H_{AC}}{H_{DC} - H_R + i\alpha(\omega/\gamma)} \right|\end{aligned}$$

と与えられる。 H_R は共鳴条件 $\omega^2 = \gamma^2 \{ H_R + M_S (N_x - N_z) \} \{ H_R + M_S (N_y - N_z) \}$ を満たす直流磁場である [36]。今、パーマロイの物質定数を $M_S = 740\text{mT}$ 、 $\alpha = 0.004$ 、 $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{T}^{-1} \text{s}^{-1}$ とし、実験値 $H_{AC} = 0.16\text{mT}$ 、 $\omega/2\pi = 9.43\text{GHz}$ を用いると、 θ_R は面共鳴、細線共鳴それぞれについて

$$\theta_R \simeq \begin{cases} 6.0^\circ & (H_{DC} = 130\text{mT}, \text{面共鳴}) \\ 5.9^\circ & (H_{DC} = 220\text{mT}, \text{細線共鳴}) \end{cases}\quad (44)$$

と得られる。

3.2.2 スピン起電力の計算

磁化ダイナミクスが決定されたので、これを用いてスピン起電力を計算することができる。今は一次元モデルを考えているので、起電力は電場の単純な積分によって得られる。スピン電場の表式 (40) と先ほど得た磁化ダイナミクスを用いて、スピン起電力は

$$\begin{aligned}\mathcal{E} &= \int dy E_y \\ &= -\int \frac{P\hbar}{2e} \int dy \sin \theta \left(\dot{\theta} \frac{d\varphi}{dy} - \frac{d\theta}{dy} \dot{\varphi} \right) \\ &= \frac{P\hbar}{2e} \int dy \sin \theta \frac{d\theta}{dy} \omega \\ &= \frac{P\hbar\omega}{2e} \int_0^{\theta_R} \sin \theta d\theta \\ &= -\frac{P\hbar\omega}{2e} (1 - \cos \theta_R) [V] \\ &\simeq \begin{cases} 65 [nV] & (\text{面共鳴}) \\ -60 [nV] & (\text{細線共鳴}) \end{cases}\end{aligned}\quad (45)$$

と与えられる。ただし $P = 0.6$ とした。

面共鳴時と細線共鳴時でスピン起電力符号が逆転する理由は、一次元マクロスピンモデルでは次のように理解される。上式の第三行目からわかるように、スピン起電力には $d\theta/dy$ という項が計算に現れる。これは歳差角の空間変化であり、共鳴部分と非共鳴部分の位置が交換すればその符号は逆転する。その結果、面共鳴時と細線共鳴時ではスピン起電力の符号が逆転するのである。

起電力の大きさについては、実験値と一致するオーダーである。しかし、実験では細線共鳴時の起電力 (-60nV) が面共鳴時 (100nV) の約半分の大きさであったのに対して、(45) の結果は二つのケースにほとんど差がないことを示している。これは、面共鳴時と細線共鳴時で、歳差角 (44) にほとんど差がないことを反映している。この問題の原因は、一次元マクロスピンモデルにおいて磁化同士の交換相互作用を無視していること、磁気双極子-双極子相互作用の効果を反磁場係数に押し込めてしまっていることにあると考えられる。

起電力の振動磁場強度依存性 実験によると、測定された起電力はマイクロ波強度に線形に依存する。これは、今のマクロスピンモデルで定性的に理解することができる。(45) は、 θ が十分小さいときには

$$\mathcal{E} = -\frac{P\hbar\omega}{4e}\theta^2[V] \quad (46)$$

と書ける。 θ^2 は、磁化の歳差半径の 2 乗に比例する。したがって、起電力は振動磁場の強度に比例する。

3.3 数値解析

前節の一次元マクロスピンモデルは、磁性体における共鳴部分を非共鳴部分に分離することで、両部分の境界部分でスピン電場が生じる、という現象の本質は捉えていると考えられる。しかし、面共鳴の場合と細線共鳴の場合で起電力の大きさが異なるという定量的な実験結果を説明することはできない。この原因は、磁化同士の交換相互作用を無視していること、磁気双極子-双極子相互作用の効果を反磁場係数に押し込めてしまっていることにあると考えられる。

本節ではこれらの効果をより精確に取り扱うために数値的な解析を行う。はじめに数値解析を行う二次元モデルを導入したあと、処方箋に従ってスピン起電力を計算する。注意しなければならないのは、二次元系においては起電力計算の際に単純に電場を積分することができない点である。したがってスピン電場について二次元ポアソン方程式を解いて電位分布を求め、二点間の電位差として起電力を計算する。

3.3.1 二次元モデル

図 10 に示したパーマロイ薄膜をモデルとして数値解析を行う。

コンピューターによる計算の容量の問題から、このモデルは実験試料に比べて非常に小さく、細線も一本だけというシンプルなものである。しかし、単一の強磁性体において共鳴部分と非共鳴部分が分離しているという磁化構造が本質的であり、系の大きさや細線の本数は起電力に重大な影響は与えないと考えられる。ただし、モデルの形状異方性を実験試料と一致させるため、細線の幅と薄膜の膜厚は実験試料と同じ値にしている。

モデルを $10 \times 10 \times 20\text{nm}$ の単位胞に分割し、二次元系として計算を行う。

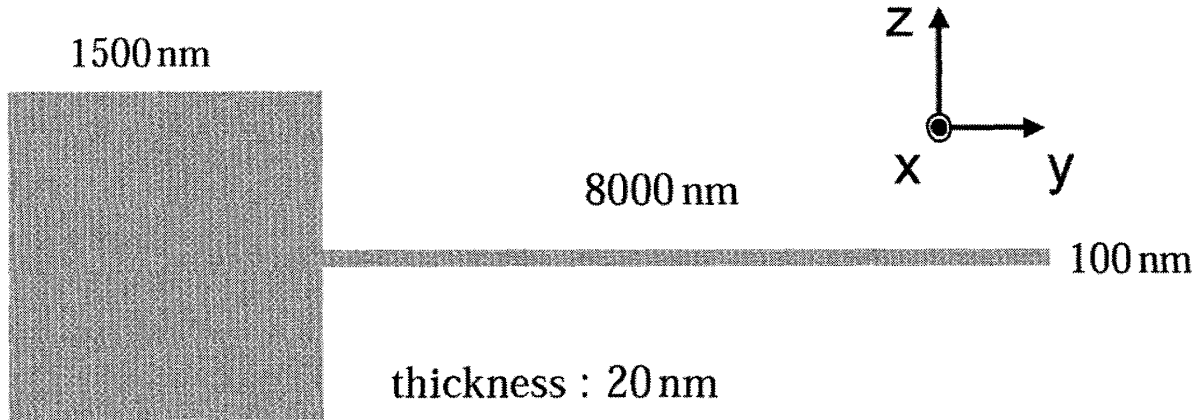


図 10: 二次元モデル

3.3.2 磁化ダイナミクスの決定

スピン起電力を計算する処方箋にしたがって、まず図 10 のモデルについて LLG 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \frac{\delta u}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (47)$$

を計算して、磁化ダイナミクスを求める。物質パラメータ γ 、 α 、 M_S はそれぞれ $1.76 \times 10^{11} T^{-1} s^{-1}$ 、0.004、760mT とする。有効磁場 $\delta u / \delta \mathbf{M}$ は外部磁場、反磁場、交換相互作用項を含む。交換ステイフネスは 10^{-11}J/m とした。反磁場は、磁気双極子-双極子相互作用 (10) から計算されている。

外部磁場は、z 軸方向の静磁場と y 軸方向の振動磁場であり、どちらも空間依存性はないとする。振動磁場の振幅を 0.16mT、振動数を 9.43GHz とする。振動磁場をこのような条件にしたとき、面構造と細線構造についてそれぞれ強磁性共鳴を起こす静磁場の大きさを数値的に調べると、面共鳴、細線共鳴についてそれぞれ約 130mT、約 200mT であった。これは実験とほぼ一致している。

そして LLG 方程式 (47) を四次のルンゲークッタ法 [37] を用いて数値的に解いた。ここでの計算には、Information Technology Laboratory (ITL)/National Institute of Standards and Technology (NIST) の研究グループである The Mathematical and Computational Science Division (MCSD) により開発された Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF) コードを用いた [38]。

3.3.3 スピン起電力の計算

電位分布 前節で計算した磁化のダイナミクスから、伝導電子に働く力

$$\mathbf{E}_i = -\frac{0.6\hbar}{2e} \sin \theta \left(\dot{\theta} \nabla_i \varphi - \nabla_i \theta \dot{\varphi} \right) \quad (48)$$

を計算することができる。パーマロイのスピン分極率を 0.6 とした。

3.2 で考察したマクロスピンモデルは一次元系であったので、起電力はスピン電場 (48) の単純な積分によって得ることができた。しかし今考えているモデルは二次元系であるため、起電力の定義式 (1) に従って起電力を求めようとするとう積分値が積分経路に依存してしまうという問題が生じる。

そこで、磁性体中の電位分布 $V(\mathbf{r}, t)$ を求めるためにポアソン方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla^2 V \quad (49)$$

を $V(\mathbf{r}, t)$ について数値的に解く。ある時刻 t における任意の二点 \mathbf{r}_1 、 \mathbf{r}_2 の間の起電力は電位差 $V(\mathbf{r}_2, t) - V(\mathbf{r}_1, t)$ によって与えられる。図 11 に計算結果を示す。(a),(b) がそれぞれ面共鳴、細線共鳴の場合の結果である。磁性体内の色が黄色い部分、黒い部分はそれぞれ相対的に電位が高い部分、低い部分を示している。ただしここでの電位は、 $V(\mathbf{r}, t)$ を振動磁場の周期で時間平均したものであり、直流起電力を与える。

共鳴部分と非共鳴部分との間の起電力は、これらの部分間の電位差を見ればよい。しかし、特に面共鳴の場合に顕著であるが、共鳴部分での電位の空間依存性が大きいため、どの点の電位をもって共鳴部分を代表させればよいかかわからないように見える。共鳴部分における電位の空間依存性は、共鳴部分で磁化のダイナミクスが一様でないことを反映している。そしてこの磁化ダイナミクスの非一様性は、磁性体の表面の磁化が反磁場の効果によってピン止めされる効果を反映している。今、計算に用いたモデルのサイズが比較的小さいために図 11 のように表面効果が顕著に現れているが、実験試料は計算モデルよりも体積にして 100 倍以上大きい。そのため、実際には表面効果に起因する電位の空間依存性は無視できるとしてよい。

今は共鳴部分において電位が最小値を取る点と、非共鳴部分において電位が最大値を取る点との電位差をもって実験値と比較する。図 11 から、面共鳴時と細線共鳴時の起電力はそれぞれ約 70nV, -30nV である。この結果は、面共鳴時と細線共鳴時とで起電力の符号が反転するという点で、実験結果と定性的に一致している。定量的にも、起電力の大きさは実験結果とオーダーが一致している。

一次元マクロスピンモデルで解析的に計算したときには面共鳴時と細線共鳴時で起電力の大きさはほとんど同じであった。しかし数値解析では、面共鳴時と細線共鳴時の起電力の大きさの比は実験結果とほぼ一致している。数値解析によってこのように面共鳴時と細線共鳴時で起電力の大きさが異なるという結果が得られた理由は次のように考えられる。今の系では、スピン起電力の大きさは大雑把に言って共鳴部分の磁化の歳差角の大きさによって決まる。歳差角が大きいほど得られる起電力は大きい。このことは定性的には一次元マクロスピンモデルから理解できる。つまり数値解析、あるいは実験の結果は、細線共鳴時の磁化の歳差角が面共鳴時のそれよりも小さいということを示している。上述のように、数値計算においては反磁場の効果をより精確に考慮するために (10) を用いて導入したことにより、試料の表面では磁化がピン止めされる。さらに交換相互作用によって、表面付近の磁化はその影響を受けて歳差運動が抑制される。細線部分の磁化は構造的に表面の影響を受けやすいため、共鳴時の歳差角が面部分に比べて相対的に小さくなるのである。対して面部分の中心付近の磁化は表面効果をほとんど感じないので、マクロスピンモデルによる解析計算とあまり変わらない起電力が得られる。

振動磁場強度依存性 起電力の、振動磁場の強度に対する依存性を図 12 に示す。起電力は振動磁場強度に対してほぼ線形であり、これは実験結果とよく一致する。

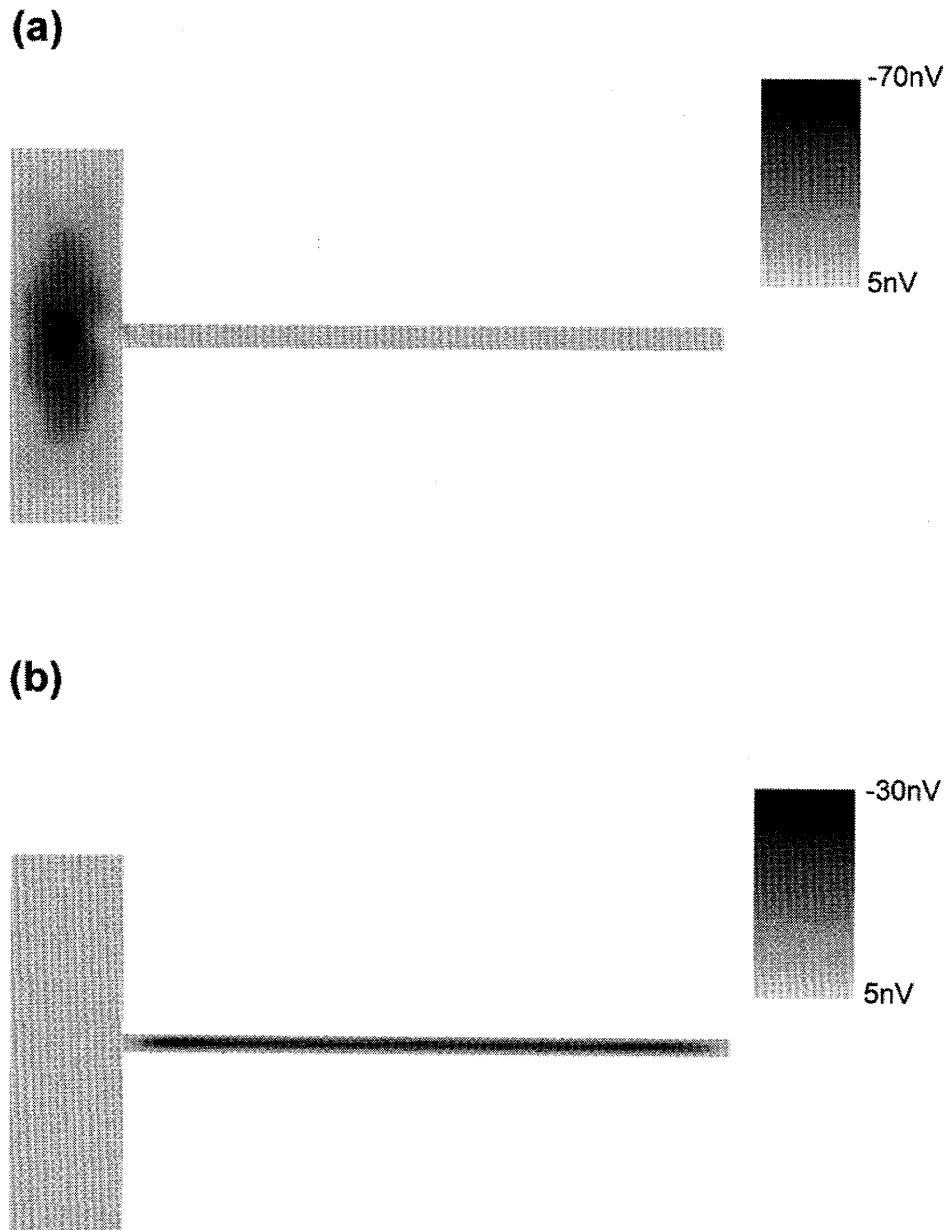


図 11: 電位分布.(a) 面共鳴時 (b) 細線共鳴時

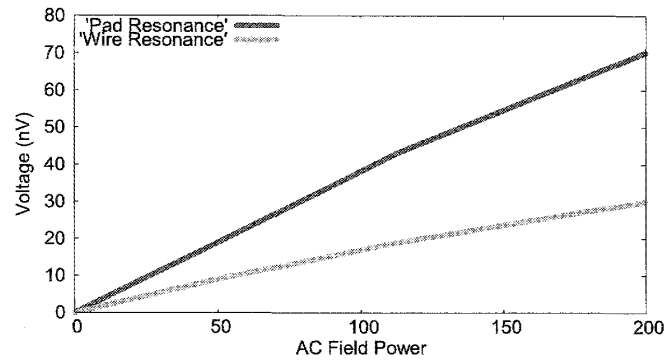


図 12: 起電力の振動磁場強度依存性

モデルサイズ依存性 起電力のモデルサイズ依存性を調べるために、計算可能な範囲でモデルの大きさを変えて(主に小さくして)数値解析を行った。その結果を図 13 に示す。図 13(a) は細線の長さを 8000nm に固定して面部分の一辺の長さを変えたときの起電力、(b) は面部分の一辺の長さを 1500nm に固定して細線の長さを変えたときの起電力を示している。いずれも膜厚、細線の幅は 20nm、100nm としている。赤い曲線と緑の曲線がそれぞれ面共鳴の場合と細線共鳴の場合の起電力である。図 13 から、起電力のモデルサイズ依存性はほとんどないことがわかる。

3.4 まとめ

捧らは、非対称形状を持つパーマロイ薄膜を用いることで、単一の磁性体を用いて外部磁場に対する共鳴部分と非共鳴部分を分離することに成功した。このとき、共鳴・非共鳴部分間で起電力が生じることがスピン起電力理論により示される。一次元マクロスピンという簡単なモデルによって、実験をスピン起電力によって定性的にはあるが、解析的に理解することができることを示した。また、二次元モデルにおける数値計算によって、実験結果と定量的にはほぼ一致する結果を得た。

これによって、実験を定量的に理解することに成功した。また、理論計算と実験結果の一致によって、理論の正当性を実証することに成功した。

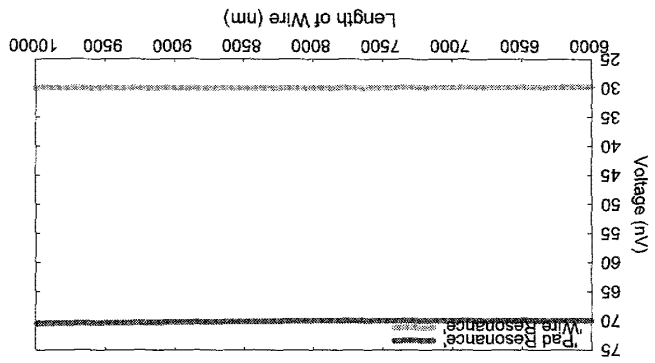
4 結論

4.1 まとめ

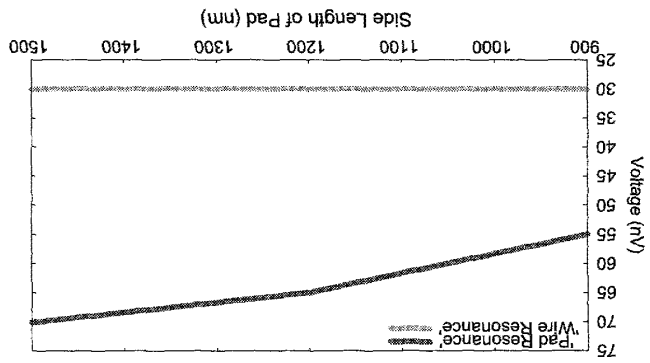
本修士論文は、スピン起電力を定量的に議論することのできる理論の新たな導出を提案し、その理論を用いて具体的な系に対して起電力を評価し実験と比較することで、理論の正当性を検証することを目的とした。

まず s-d 模型から出発して伝導電子の運動方程式を考えることで、伝導電子に働く力の表式の導出を行った。そして強磁性体中に磁化ダイナミクスを誘起することでスピン起電力が生じることを示した。このスピン起電力の理論を用いて、非対称形状を持つパーマロイ薄膜を用いた起電力測定の実験を解析した。その際、系に対してモデル化を行い、解析計算と数値計算によってスピン起電

図 13: 起電力のモジュールサイズ依存性



(b)



(a)

力を計算した。そして計算結果と実験結果が定量的にほぼ一致することを示した。これによって、本修士論文で導出したスピン起電力理論の正当性を確かめることに成功した。また、実験そのものを定量的に理解することにも成功した。

4.2 今後の展望と課題

磁性体中に電流が流れているとき、伝導電子スピンと磁化が相互作用することにより互いにトルクを及ぼしあう。これをスピントルク効果と呼ぶ。したがって電流が存在する系を扱うとき、LLG方程式にはスピントルク効果が導入される必要がある [25,26]。本修士論文で扱った系ではスピントルク効果の磁化ダイナミクスへの影響は小さいとして無視したが、一般的な議論においては考慮されるべき効果である。今後、スピントルク項が重要な働きをする系におけるスピン起電力の新たな可能性が期待される。

また、近年スピンゼーベック効果と呼ばれる現象がスピントロニクス分野において注目されている [39,40]。これはゼーベック効果のスピン版とも言うべき現象であり、熱エネルギーと電気エネルギーの相互変換として理解できる。スピンゼーベック効果は新しい現象であり、まだ未解明な点が多い。本論文で述べてきたように、スピン起電力の理論は磁気エネルギーと電気エネルギーの相互変換を扱う理論である。今後スピンゼーベック効果とスピン起電力を統一的に議論することで磁気エネルギー、熱エネルギー、電気エネルギーの相互関係を明らかにしていくことは基礎物理的な観点から、また応用的な観点からも非常に興味深いことである。

A G.E.Volovik によるスピン起電力の理論

ここでは、Volovik によるスピン起電力理論の定式化を議論する [16]。第二章において導いた結果は、Volovik によるものとほぼ同じになっている。

A.1 s-d ハミルトニアン

強磁性体中の伝導電子を次式の s-d ハミルトニアンで記述する。

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - J\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \quad (50)$$

\mathbf{p} , m , J , $\boldsymbol{\sigma}$, μ_B はそれぞれ運動量演算子、電子の静止質量、交換積分、パウリ行列である。 $\mathbf{M} = M_S \mathbf{m}$ は一般に時間、空間に依存する磁化ベクトルであり、(50) の第 2 項は伝導電子と磁化の交換相互作用を表している。

$J\mathbf{M}$ は一般に非常に大きく、磁性体中の伝導電子は強くスピン分極されている。そこで、ゲージ変換によって、(50) の第二項について対角化することを考える。そのために、次のような SU(2) ゲージ変換を行う。

$$\psi \mapsto U\psi \quad (51)$$

$$U = \exp\left(\frac{i}{2}\sigma_y\theta(\mathbf{r}, t)\right) \exp\left(\frac{i}{2}\sigma_z\varphi(\mathbf{r}, t)\right) \quad (52)$$

ψ は二成分スピノールであり、 U は全空間、時間において磁化 \mathbf{M} の方向を z 軸に揃えるような $SU(2)$ 回転演算子に相当する。ただし θ, φ は一般に時間と空間の関数であり、 $\mathbf{M} = M_S \mathbf{m} = M_S(\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ によって定義されている。 M_S は飽和磁化である。

このようなゲージ変換の元で、ハミルトニアン (50) は

$$\mathcal{H}' = \frac{(\mathbf{p} - \mathbf{A})^2}{2m} - JM_S \sigma_z + A_0 \quad (53)$$

と変換される。磁化の方向を z 軸に揃えたことによって、(53) 第 2 項の磁化との交換相互作用項は σ_z 成分のみを持ち、もはや空間、時間に依存しない。 \mathbf{A} 、 ϕ は純ゲージ場と呼ばれ、 $\mathbf{A} = i\hbar U (\nabla U^\dagger)$ 、 $A_0 = i\hbar U (\partial U^\dagger / \partial t)$ である。一般に、純ゲージ場は座標変換によって現れるゲージ場であり、物理的に意味のある場を作らない [23]。

$$F_{ik} = \partial_i A_k - \partial_k A_i + [A_i, A_k] = 0 \quad (54)$$

A.2 断熱近似

ここで、ハミルトニアン (53) に対して断熱近似を用いることで、(53) 中の非対角項を無視する。この操作は、伝導電子のエネルギー準位は今 $JM_S \sigma_z$ によって強く分裂しており、準位間の遷移はないとして正当化される [41]。この近似の下でハミルトニアン (53) は

$$\mathcal{H}' = \frac{(\mathbf{p} - \mathbf{A}^D)^2}{2m} - JM_S \sigma_z + A_0^D \quad (55)$$

となる。 \mathbf{A} 、 A_0 の肩につけた D は、これらの $SU(2)$ ゲージ場の対角項のみを取ることを意味している。

ハミルトニアン (55) はもはや対角行列であるため $SU(2)$ の構造を持たず、 $U(1) \times U(1)$ 構造になっている。したがって、 \mathbf{A}^D 、 A_0^D は物理的に意味を持つ場を作ることになる。

$$E_i = -\frac{\partial A_0^D}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i^D}{\partial t} = \sigma_z \frac{\hbar}{2} \mathbf{n} \cdot (\dot{\mathbf{n}} \times \nabla_i \mathbf{n}) \quad (56)$$

$$B_{jk} = \nabla \times \mathbf{A}^D = \sigma_z \frac{\hbar}{2} \mathbf{n} \cdot (\nabla_j \mathbf{n} \times \nabla_k \mathbf{n}) \quad (57)$$

これらを $U(1)$ 電磁場との類推から、スピン電場、スピン磁場と呼ぶ。これらは上向きスピンと下向きスピンに対して逆符号の寄与を与える。強磁性体中の伝導電子系に働く正味のスピン電場とスピン磁場は強磁性体のスピン分極率 P を用いて

$$E_i = \frac{P\hbar}{2} \mathbf{n} \cdot (\dot{\mathbf{n}} \times \nabla_i \mathbf{n}) \quad (58)$$

$$B_{jk} = \frac{P\hbar}{2} \mathbf{n} \cdot (\nabla_j \mathbf{n} \times \nabla_k \mathbf{n}) \quad (59)$$

である。

(58)、(59) はもはや $U(1)$ の構造をしているので、電子に働く通常の電磁場と同等に扱うべきものである。したがって、スピン電場 (58) は起電力を、スピン磁場 (59) は異常ホール効果をもたらすと結論付けられる [42,43]。これらの場が与える効果は、本論文第 2 章で導出した (28)、(35) によるものと同じになっている。

B Barnes-Maekawa によるスピン起電力の理論

Barnes-Maekawa は、Berry 位相を用いたファラデーの法則の一般化という形でスピン起電力を定式化した [10]。電子のスピン自由度からの寄与をも含めた Berry 位相 [15] を議論することで、従来のファラデーの法則をスピン自由度を含めたものに拡張したのである。

B.1 Berry 位相

ハミルトニアンが十分にゆっくりであるとき、初期状態においてある n 番目の固有状態にあった系は、有限の時間が経過した後も n 番目の固有状態であり続ける [44]。これを断熱定理という。

系がこのように断熱的に変化するとき、系の波動関数には次のような非自明な位相が付随することが知られている。

$$\gamma = i \int \langle \psi | \nabla_{\mathbf{R}} \psi \rangle \cdot d\mathbf{R} \quad (60)$$

ψ は系の波動関数、 \mathbf{R} はハミルトニアンに含まれるパラメーターである。 $\nabla_{\mathbf{R}}$ はパラメーター空間での微分を表す。すなわちハミルトニアンが断熱的に変化した後、元のハミルトニアンに再び戻ったとき、最初にある n 番目の固有状態にあった系は断熱定理より相変わらず n 番目の固有状態であるが、位相まで含めると最初の波動関数とは

$$\gamma = i \oint \langle \psi | \nabla_{\mathbf{R}} \psi \rangle \cdot d\mathbf{R} \quad (61)$$

だけ位相が異なっている。(61) を Berry 位相と呼ぶ [15]。

Berry 位相が観測量に影響を与えるもっとも有名な例は Aharonov-Bohm 効果である [45]。

B.2 ファラデーの法則の拡張

Barnes-Maekawa は、ファラデーの法則をスピン自由度まで含めた形に拡張するという形でスピン起電力を定式化した [10]。彼らの主張は、スピン自由度まで含めた起電力は次式で与えられるというものである。

$$\mathcal{E} = -\frac{\hbar}{-e} \frac{d\gamma}{dt} \quad (62)$$

γ は伝導電子が回路を通過する間に獲得する Berry 位相であり、電荷自由度に起源を持つ部分とスピン自由度に起源を持つ部分から成る。

電荷自由度起源の Berry 位相は Aharonov-Bohm 効果 [45] としてよく知られているように $\gamma_e = (-e/\hbar)\Phi$ である (Φ は回路を貫く磁束)。したがって (64) のうちで電荷自由度に起源を持つ部分を書き出すと

$$\mathcal{E}_e = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (63)$$

となり、確かに従来のファラデーの法則を与える。

今、磁性体中の伝導電子は磁化との交換相互作用により、強く分極しているとする。電子のスピン自由度に起源を持つ Berry 位相は、電子のスピンがスピン空間で描く立体角 Ω を用いて、majority

スピンと minority スピンに関してそれぞれ $\gamma^\pm = \mp\Omega/2$ と書ける [46]。したがって、スピン自由度由来の起電力は

$$\mathcal{E}_s^\pm = \pm \frac{\hbar}{2(-e)} \frac{d\Omega}{dt} \quad (64)$$

と書ける。

謝辞

本研究は東北大学金属材料研究所前川研究室において前川禎通教授の御指導の下に行われました。終始あたたかい御指導と激励を賜りましたこと、素晴らしい研究環境をご用意して下さったことに心より感謝致します。

大江純一郎研究員には、研究に関するあらゆる面でご教授いただき、至らぬ私をここまで御指導して頂き、困難に直面したときは常に相談に乗って頂きました。心より厚く感謝致します。

森道康准教授、家田淳一助教には研究に関して日頃よりたくさんの議論をして頂きました。深く感謝申し上げます。

横山健研究員、挽野真一研究員、松尾衛研究員には、日頃より物理学の様々な分野に関する興味深い議論をして頂きました。深く感謝申し上げます。

前川研究室の秘書の寺田美夏さん、遠藤かおりさん、竹内陽子さんには多くの面で研究生活をサポートして頂きました。深く感謝申し上げます。

前川研究室の卒業生である谷口知大さん、千船外史さん、友田良寛さん、杉下裕樹さん、Navid Afzal Shooshtary さん、大鳥博之さんには日頃より良くしていただきました。杉下裕樹さんには、他学部から来て右も左もわからない私を、様々な面で支えていただきました。深く感謝申し上げます。

本研究に当たっては、東北大学金属材料研究所の齊藤英治教授、捧耕平さんには実験データを提供して頂くとともに様々なご意見を賜り、多大な助力をして頂きました。深く感謝申し上げます。

また、東北大学金属材料研究所野尻研究室の皆様の御好意によって、数ヶ月間の間実験の現場で学ぶ機会を与えて下さり、非常に貴重な経験をさせて頂きましたことに深く感謝申し上げます。

その他、研究室 OB 各位、そしてゆかりの方々には大変お世話になりました。

本研究並びに私の学生生活を遂げるにあたってお力添えを頂いた全ての方々に心より深く感謝致します。

最後に私を支えてくれた家族に最大限の感謝を表し、謝辞と致します。

参考文献

- [1] S.Maekawa. *Concepts in Spin Electronics*. Oxford University Press, USA (2006).
- [2] L.Zutic, J.Fabian, and S.D.Sarma. Spintoronic: Fundamentals and applications, *Reviews of Modern Physics*, **76**, 323 (2004).

- [3] M.N.Baibich, J.M.Broto, A.Fert, F.N.V.Dau, F.Petroff, P.Eitenne, G.Greuzet, A.Friedrich, and J.Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988).
- [4] The Nobel Prize in Physics 2007 : Information for the Public. *Nobelprize.org* (2007).
- [5] A.A.Tulapurkar, Y.Suzuki, A.Fukushima, H.Kubota, H.Maehara, K.Tsunekawa, D.D.Djayaprawira, N.Watanabe, and S.Yuasa. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions, *Nature*, **438**, 339-42 (2005)
- [6] J.C.Sankey, P.M.Braganca, A.G.F.Garcia, I.N.Krivorotov, R.A.Buhrman, and D.C.Ralph. Spin-Transfer-Driven Ferromagnetic Resonance of Individual Nanomagnets, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 227601 (2006)
- [7] S.S.P.Parkin. Shiftable magnetic shift register and method of using the same, June 10,2003, US Patent App. 10/458,554.
- [8] S.E.Barnes, J.Ieda, and S.Maekawa. Magnetic memory and current amplification devices using moving domain walls, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 122507 (2006)
- [9] D.A. Allwood, G.Xiong, C.C.Faulkner, D.Atkinson, D.Petit and R.P.Cowburn. Magnetic Domain-Wall Logic, *Science*, **309**, 1688-1692 (2005)
- [10] S.E.Barnes and S.Maekawa. Generalization of Faraday's Law to Include Nonconservative Spin Forces, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 246601 (2007)
- [11] 近角聡信. 強磁性体の物理 (上)(下). 裳華房, 東京.
- [12] M. Yamanouchi, J. Ieda, F. Matsukura, S. E. Barnes, S. Maekawa, H. Ohno. Universality classes for domain wall motion in the ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As, *Science*, **317**, 1726 (2007)
- [13] S.A.Yang, G.S.D.Beach, C.Knutson, D.Xiao, Q.Niu, M.Tsoi, and J.L.Erskine. Universal Electromotive Force Induced by Domain Wall Motion, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 067201 (2009)
- [14] P.N.Hai, S.Ohya, M.Tanaka, S.E.Barnes, and S.Maekawa. Electromotive force and huge magnetoresistance in magnetic tunnel junctions, *Nature*, **458**, 489-493 (2009)
- [15] M.V.Berry. Quantum Phase-Factors Accompanying Adiabatic Changes, *Proc. R. Soc. A*, **392**, 45 (1984)
- [16] G.E.Volovik. Linear momentum in ferromagnets, *J. Phys. C*, **20**, L83 (1987)
- [17] L.Landau and E.Lifshiz. *Physik. Z Sowjetunion*, **8**, 153-169 (1935)
- [18] T.L.Gilbert. Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field, *Phys. Rev.*, **100**, 37-38 (1955)

- [19] A.Hubert and R.Schafer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer (1998)
- [20] K.Yosida. *Theory of Magnetism*, Springer (1996)
- [21] 近角聡信, 太田恵造, 安達健五, 津屋昇, 石川義和. 磁性体ハンドブック, 朝倉書店 (1975)
- [22] J.J.Sakurai. *Modern Quantum Mechanics, Revised Edition*, Addison Wesley (1994)
- [23] 倉辻比呂志. トポロジーと物理, 丸善 (1995)
- [24] J.C.Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J. Magn. Mat.*, **159**, p.L1 (1996)
- [25] S.Zhang and Z.Li. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets, *Phys. Rev. Lett.*, **93**,127204 (2004)
- [26] S.E.Barnes and S.Maekawa. Current-Spin Coupling for Ferromagnetic Domain Walls in Fine Wires, *Phys. Rev. Lett.*, **95**,127204 (2005)
- [27] Y.Taguchi, Y.Oohara, H.Yoshizawa, N.Nagaosa, and Y.Tokura. Spin Chirality, Berry Phase, and Anomalous Hall Effect in a Frustrated Ferromagnet, *Science*, **291**, 2573-2576 (2001)
- [28] Y.Taguchi, T.Sasaki, S.Awaji, Y.Iwasa, T.Tayama, T.Sakakibara, S.Iguchi, T.Ito, and Y.Tokura. Magnetic Field Induced Sign Reversal of the Anomalous Hall Effect in a Pyrochlore Ferromagnet $\text{Nd}_2\text{Mo}_2\text{O}_7$:Evidence for a Spin Chirality Mechanism, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 257202 (2003)
- [29] N.Nagaosa. Anomalous Hall Effect -A New Perspective-, *J. Phys. Soc. Japan*, **75**, 042001 (2006)
- [30] 多々良源. スピントロニクス理論の基礎, 培風館 (2009)
- [31] K.Sasage. Master-Thesis, Keio Univ. (2008)
- [32] Y.Tserkovnyak, A.Brataas, and G.E.W.Bauer. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers, *Phys. Rev. B*, **66**, 224403 (2002)
- [33] E.Saitoh, M.Ueda, H.Miyajima, and G.Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 182509 (2006)
- [34] 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, *Phys. Rev.Lett.*, **101**, 036601 (2008)
- [35] H.Y.Inoue, K.Harii, K.Ando, K.Sasage, and E.Saitoh. *J. Appl. Phys.*, **102**, 083915 (2007)

- [36] C.Kittel. *Introduction to Solid State Physics*, Wiley (2004)
- [37] J.Thijssen. *Computational Physics*, Cambridge University Press, Second Edition (2007)
- [38] <http://math.nist.gov/oommf/>
- [39] K.Uchida, S.Takahashi, K.Harii, J.Ieda, W.Koshibae, K.Ando, S.Maekawa, and E.Saitoh. Observation of the spin Seebeck effect, *Nature(London)*, **455**,778 (2008)
- [40] K.Uchida, S.Takahashi, J.Ieda, K.Harii, K.Ikeda, W.Koshibae, S.Maekawa, and E.Saitoh. Phenomenological analysis for spin-Seebeck effect in metallic magnets, *J. Appl. Phys.*, **105**,07C908 (2009)
- [41] K.Yu.Bliokh, and Yu.P.Bliokh. Spin gauge fields: From Berry phase to topological spin transport and Hall Effects, *Annals of Physics*, **319**, 13-47 (2005)
- [42] Y.Tserkovnyak, and M.Mecklenburg. Electron transport driven by nonequilibrium magnetic textures, *Phys. Rev. B*, **77**, 134407 (2008)
- [43] Y.Tserkovnyak, and C.H.Wong. Theory of spin magnetohydrodynamics, *Phys. Rev. B*, **79**, 014402 (2009)
- [44] D.J.Griffiths. *Introduction to Quantum Mechanics, Second Edition*, Pearson Education, US (2004)
- [45] Y.Aharonov, and D.Bohm. Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory, *Phys. Rev.*, **115**, 485-491 (1959)
- [46] 永長直人. 物性論における場の理論, 岩波書店 (1995)