

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系物質系専攻

平成 21 年度

修士論文

面内スピンバルブ素子における Hanle 効果

2010 年 1 月 25 日提出
指導教員：大谷 義近 教授

47-086046：七海 裕貴

目次

第 1 章	序論	1
1.1	本研究の背景	1
1.1.1	スピントロニクス	1
1.1.2	スピン依存伝導現象	1
1.2	ナノ構造でのスピン依存伝導	2
1.2.1	スピン偏極電流とスピン流	2
1.2.2	スピン注入とスピン蓄積現象	3
1.2.3	スピン拡散伝導	4
1.2.4	純スピン流	6
1.2.5	面内スピンプルブとスピン蓄積の検出	7
1.2.6	Hanle 効果	10
1.3	本研究の目的	15
第 2 章	実験手法	16
2.1	試料作製手法	16
2.1.1	リフトオフ法	16
2.1.2	真空蒸着法	18
2.1.3	2 層レジストを用いた斜め蒸着法	19
2.2	測定方法	21
第 3 章	実験結果	23
3.1	Py / Cu スピンプルブ素子における Hanle 効果の接合抵抗依存性	23
3.2	Py / Al スピンプルブ素子における Hanle 効果	26
3.3	Hanle 効果の強磁性端子材料依存性	30
第 4 章	考察	32
4.1	実効的なスピン伝播時間 (Dwell time) の導出	32
4.2	Py / Cu 面内スピンプルブ素子における Hanle 効果の接合抵抗依存性	33
4.3	Py / Al 面内スピンプルブ素子における Hanle 効果	35

4.4	Hanle 効果の強磁性端子材料依存性	36
第 5 章	結論	38
5.1	本研究の総括	38
5.2	今後の課題	39
	謝辞	42

第 1 章

序論

1.1 本研究の背景

1.1.1 スピントロニクス

近年、「スピントロニクス」という分野が大きな注目を集めている。これまでのエレクトロニクスは電子の持つ電荷 e という物理量を扱ってきた。しかし、電子はもう一つの量子力学的な特性として、スピンと呼ばれる角運動量を持っている。電子スピンは、「アップ/ダウン」(以降 \uparrow と \downarrow と略して書く) という二つの状態を持っており、磁性の起源も担っている。この電子スピンを従来のエレクトロニクスに応用し、これまで実現できなかった新しい機能を持たせる試みが研究されている。このようなスピンとエレクトロニクスを合わせた新しい分野を「スピントロニクス」という。

スピントロニクスで、近年最も成功した例では、巨大磁気抵抗効果¹(Giant magnetoresistance:GMR) を応用したハードディスクヘッドが挙げられる。GMR とは、強磁性体と非磁性体の人口格子構造において発現する現象であり、電子の電荷という側面だけでは説明することができない現象である。この現象がもたらした大きな効果によって、ハードディスクの記憶容量が飛躍的に増大することとなった。現在では、トンネル磁気抵抗効果 (Tunnel Magneto Resistance:TMR) 素子² により更に高性能なものが実用化されている。電子スピン情報の不揮発性を利用し、電流による磁壁駆動を利用したレーストラックメモリー^{*1}や、MRAM³(Magnetoresistive Random Access Memory) などのメモリーへの応用が盛んに研究されており、これからの未来にとって非常に有効な技術である。

1.1.2 スピン依存伝導現象

スピン依存伝導現象については、大きく分けて2つの現象に分けることが出来る。GMR に代表される拡散的なスピン依存伝導と TMR に代表される弾道的なスピン依存伝導である。拡

^{*1} IBM:Data in the Fast Lanes of Racetrack Memory (SCIENTIFIC AMERICAN June 2009)

散的なスピン依存伝導は、主に金属や半導体で盛んに研究されている。スピン依存伝導で重要な概念としてスピン蓄積という現象がある。それは、強磁性体電極から非磁性体金属 (もしくは半導体) に電流を流すことによって実現できることが知られていた。1985 年に、Johnson と Silsbee⁴ は、77 K 以下の低温で、単結晶アルミニウムを用いてスピン注入を実現し、スピン蓄積現象を実証した^{*2}。近年では、Jedema^{5,6,7} らが、微細加工技術を用いることによって、Cu や Al のスピン拡散長程度のスピン注入検出端子を作製し、これまで室温では検出不可能であったスピン蓄積信号を電氣的に検出することに成功し、スピントロニクスの可能性がより広がることとなった。

1.2 ナノ構造でのスピン依存伝導

ここでは、面内スピンバルブ素子におけるスピン蓄積及びスピン流の生成、スピン蓄積の検出の手段について述べる。面内スピンバルブ構造での非磁性細線では、拡散的なスピン依存伝導現象が生じている。非磁性細線で蓄積した電子スピンは、1次元の拡散方程式に従い拡散する。

1.2.1 スピン偏極電流とスピン流

一般に強磁性を示す Fe, Co, Ni などの金属では、スピンの \uparrow か \downarrow に依存して電子の流れるチャンネルが異なり、各チャンネルにおいてフェルミ面付近の状態密度が異なる (図 1.1)。この様な強磁性体金属に電流を流した場合、 \uparrow と \downarrow で異なった数の電子の流れが存在することになる。この電子の流れをスピン偏極した電流といい、その偏りはスピン偏極率 (p) で表現される。

$$p \equiv \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} \quad (1.1)$$

ここで電流とスピン流について定義する。スピンの電流密度を j_{\uparrow} 、スピンの電流密度を j_{\downarrow} とする。電流 j_C は、 j_{\uparrow} スピン、 j_{\downarrow} スピンも電子の電荷 e は等しいので、

$$j_C \equiv j_{\uparrow} + j_{\downarrow} \quad (1.2)$$

となる。またスピン流は

$$j_S \equiv j_{\uparrow} - j_{\downarrow} \quad (1.3)$$

と定義される。特に単一の金属中を流れるスピン流については、

$$j_S = p j_C \quad (1.4)$$

^{*2} 単結晶バルクのアルミニウムではスピン拡散長が数百 μm 程度になる。

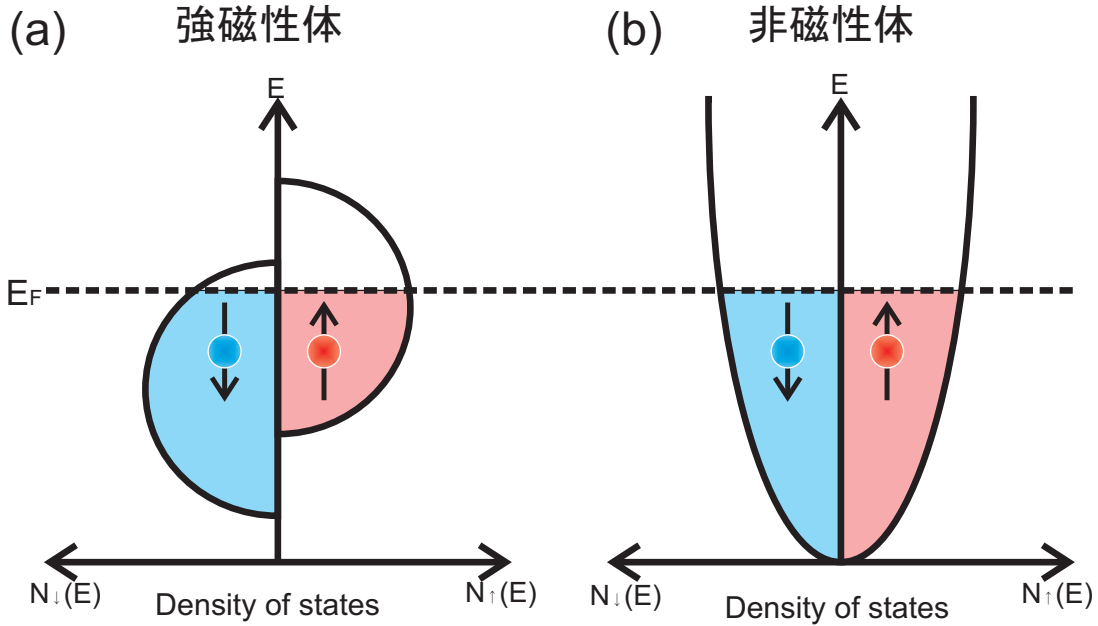


図 1.1. 強磁性体および非磁性体の状態密度模式図。(a) 強磁性体は、電気伝導に寄与するフェルミ面近傍の電子の状態密度が $N_{\downarrow}(E)$ と $N_{\uparrow}(E)$ で異なる。(b) 平衡状態の非磁性体は状態密度は $N(E)$ と $N_{\downarrow}(E)$ と $N_{\uparrow}(E)$ で等しい。

が成り立っている。非磁性体金属については、図 1.1(b) のようにスピンの状態密度は $N_{\downarrow}(E)$ と $N_{\uparrow}(E)$ で等しい。したがって、一般的には $p = 0$ であり、電荷の流れは存在するがスピン流は $j_S = 0$ となる。しかし、強磁性体から非磁性体金属へと電子を注入した接合界面近傍では、スピン流は 0 とはならない。これをスピン蓄積現象⁴と呼ぶ。

1.2.2 スピン注入とスピン蓄積現象

ここでは強磁性体と非磁性体を接合して電子を流した場合（スピン注入）について考える。この時、強磁性体の \uparrow スピンは非磁性体金属の \uparrow スピンチャンネルに注入され、一方で強磁性体の \downarrow スピンは、非磁性金属の \downarrow スピンチャンネルに注入される。強磁性体の p はスピン偏極率 p の割合で非磁性金属に注入されるために、接合界面近傍では \uparrow と \downarrow のチャンネルで非平衡な状態が誘起される。この状態をスピン蓄積（もしくはスピン分極）と言う（図 1.2）。

スピン蓄積状態は平衡状態に戻ろうとするため拡散し、緩和していく。スピン拡散の原因としては主にスピン軌道相互作用と考えられており、それが大きい物質ほど緩和が早い。また、スピン蓄積は強磁性/非磁性接合界面からある程度の距離をもって拡散するが、この特性長をスピン拡散長と呼ぶ。スピン拡散長は物質によって異なるが、一般にスピン軌道相互作用が大きい物質では電子の散乱が多いため、スピン拡散長は小さくなる⁸。一方でアルミニウム、銅や銀などの貴金属ではサブミクロンスケールのオーダーになる。

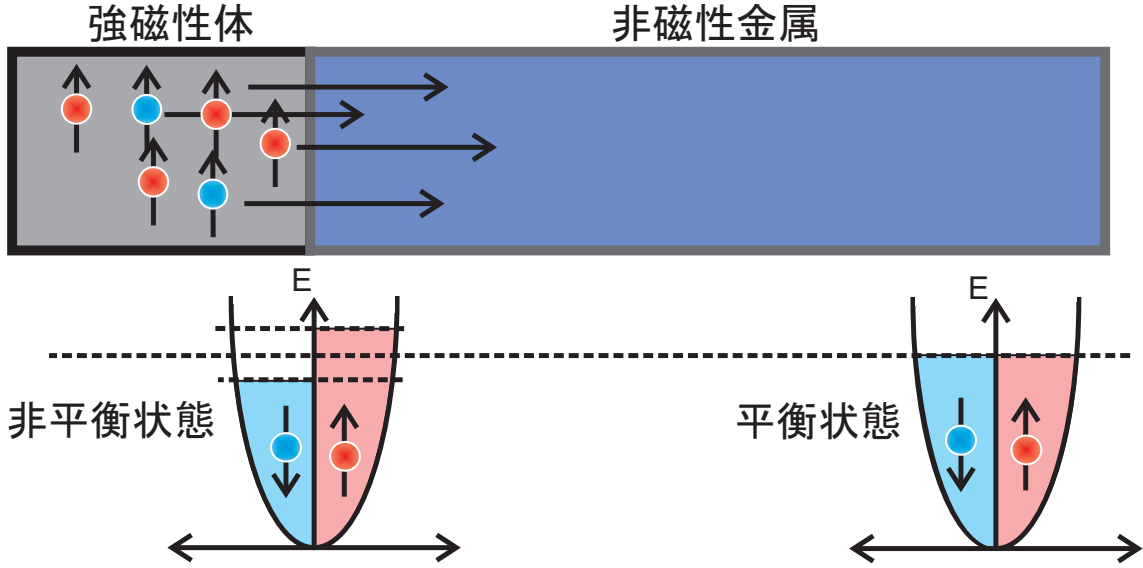


図 1.2. 非磁性金属の接合界面近傍では電気化学ポテンシャルが非平衡状態であり、スピン蓄積の状態にある。このスピン蓄積は界面からの距離に応じ平衡状態へ緩和する。

1.2.3 スピン拡散伝導

非平衡状態にあるスピンは拡散するが、この際、拡散係数 $D_{\uparrow,\downarrow}$ は e を電子の電荷、 N をフェルミエネルギーでの電子状態密度、 $\sigma_{\uparrow,\downarrow}$ をそれぞれのスピン状態の電気伝導度として、次のアインシュタインの関係を満たす。

$$\sigma_{\uparrow,\downarrow} = e^2 N_{\uparrow,\downarrow} D_{\uparrow,\downarrow} \quad (1.5)$$

ここで、スピンに依存する電子の流れ ($j_{\uparrow,\downarrow}$) は、電場 (E)、電子の電荷 ($e > 0$)、また非平衡状態にあるフェルミ面近傍の電子数 ($\delta n_{\uparrow,\downarrow}$) を用いて、

$$j_{\uparrow,\downarrow} = \sigma_{\uparrow,\downarrow} E - e D_{\uparrow,\downarrow} \nabla \delta n_{\uparrow,\downarrow} \quad (1.6)$$

となる。したがって、式 (1.5)、(1.6) から、

$$j_{\uparrow,\downarrow} = \frac{\sigma_{\uparrow,\downarrow}}{e} \left(eE - \frac{1}{N_{\uparrow,\downarrow}} \nabla \delta n_{\uparrow,\downarrow} \right) \quad (1.7)$$

となる。また化学ポテンシャル ($\delta \epsilon_{\uparrow,\downarrow} \equiv \frac{\delta n_{\uparrow,\downarrow}}{N_{\uparrow,\downarrow}}$) を用いて、電気化学ポテンシャル $\mu \equiv \epsilon + e\phi$ を定義することができる。ここで ϕ は、電場によるポテンシャルである。よって式 (1.7) は簡潔に、

$$j_{\uparrow,\downarrow} = -\frac{\sigma_{\uparrow,\downarrow}}{e} \nabla \mu_{\uparrow,\downarrow} \quad (1.8)$$

となる^{9,10}。すなわち式 (1.8) は、電場がある無しに関わらず、拡散する電子の流れは、電気化学ポテンシャルの勾配となるという意味である¹¹(図 1.3)。

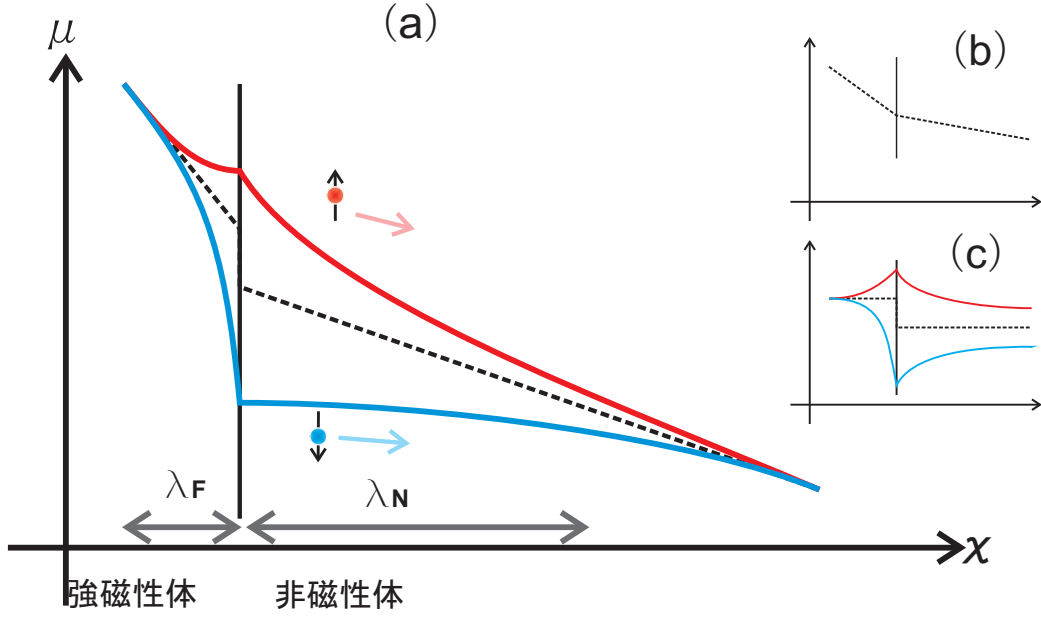


図 1.3. (a) 強磁性/非磁性界面を接続し、電流を流した場合の電気化学ポテンシャル。電子は電気化学ポテンシャルの勾配で流れる。これらは電場による電流 (b) とスピン分極 (c) の足し合わせになっている。

次に、スピン反転散乱について述べる。ここで、スピンからスピンへ、スピンからスピンへと反転する平均時間をそれぞれ $\tau_{\uparrow\downarrow}, \tau_{\downarrow\uparrow}$ とする。定常状態の場合、スピン及びスピンの電子数は変化しないので、

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} - \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{1}{e} \nabla j_{\uparrow} \\ 0 &= \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} - \frac{1}{e} \nabla j_{\downarrow} \end{aligned} \quad (1.9)$$

が成り立つ。またフェルミ面での平衡条件 $\frac{N_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{N_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}}$ 、及び、 $\delta_{\uparrow\downarrow} = N_{\uparrow\downarrow} \delta \epsilon_{\downarrow}$ 、 $\delta \epsilon_{\uparrow} - \delta \epsilon_{\downarrow} = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ の関係から、

$$D \nabla^2 (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) = \frac{1}{\tau_{sf}} (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) \quad (1.10)$$

を導くことができる¹²。このとき、 D 及び τ_{sf} は、

$$\begin{aligned} D &= \frac{(N_{\uparrow} + N_{\downarrow}) D_{\uparrow} D_{\downarrow}}{N_{\uparrow} D_{\uparrow} + N_{\downarrow} D_{\downarrow}} \\ \tau_{sf} &= 2 \left(\frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow}} + \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (1.11)$$

となる¹²。スピン偏極電位差 $\Delta V_S \equiv \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{e} = \frac{\Delta \mu}{e}$ を導入し、式 (1.10) の一次元での一般解は、

$$\Delta V_S = V_+ \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{D\tau_{sf}}}\right) + V_- \exp\left(\frac{x}{\sqrt{D\tau_{sf}}}\right) \quad (1.12)$$

となり、ある特性長 $\sqrt{D\tau_{sf}}$ に従った減衰があることがわかる¹¹⁾。この長さがスピン拡散長 $\lambda \equiv \sqrt{D\tau_{sf}}$ となる (図 1.3)。

1.2.4 純スピン流

簡単の為に強磁性体と非磁性体のオーミック接合 (つまり接合抵抗がゼロ) を考える。図 1.4 のような状態で非磁性体に強磁性体側からスピン流を注入する。この際、接合界面にスピン蓄積 ($\delta\mu$) が生じ、非磁性体側の注入位置から左右にスピン拡散が生じる。図の左側には、電気化学ポテンシャルの勾配に従いスピン流と電場による電荷の流れが存在している。一方、図の右側では、スピンとスピンの電子の流れが逆方向に流れているので、“電荷の流れ”は存在していないが、スピン流 $j_S = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$ が存在している。このような電荷を伴わないスピン流の流れを純スピン流という。一般に、伝導電子のスピン蓄積効果に起因する現象の信号は、電荷に起因する現象の信号と比べ、非常に小さい。したがって、純スピン流を積極的に利用し、電流による信号を除去した形で測定を行うことは、スピン依存伝導の実験的研究において非常に重要である。

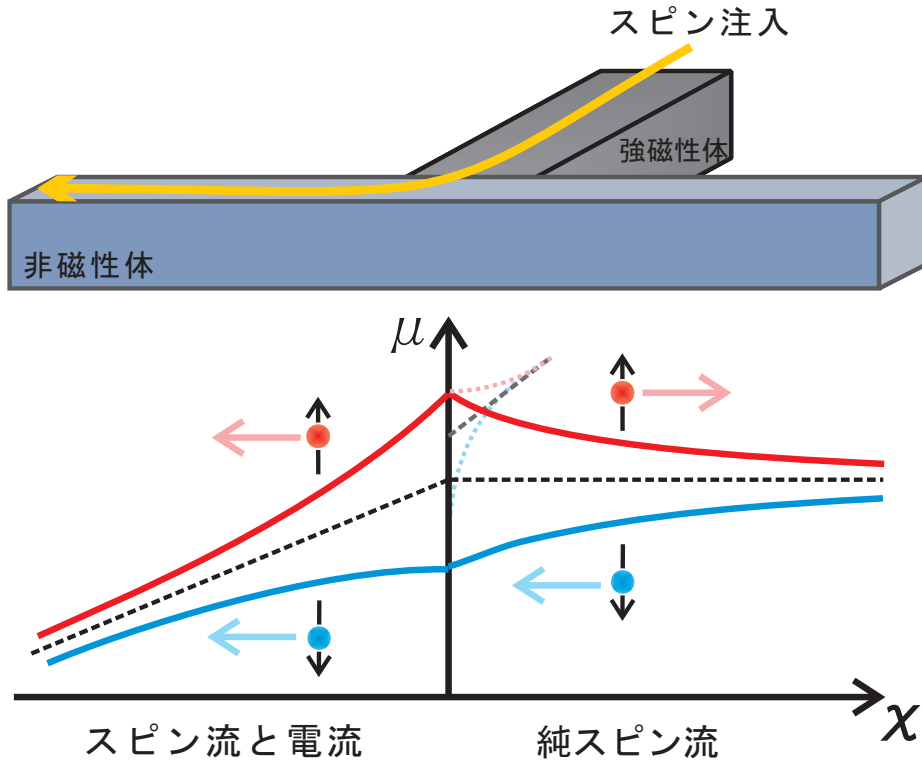


図 1.4. (a) 強磁性電極と非磁性細線の接続図。(b) 左側には電場が存在しているが、右側には電場が存在せずスピン蓄積の緩和によって純スピンの流れている様子が見える。

1.2.5 面内スピバルブとスピン蓄積の検出

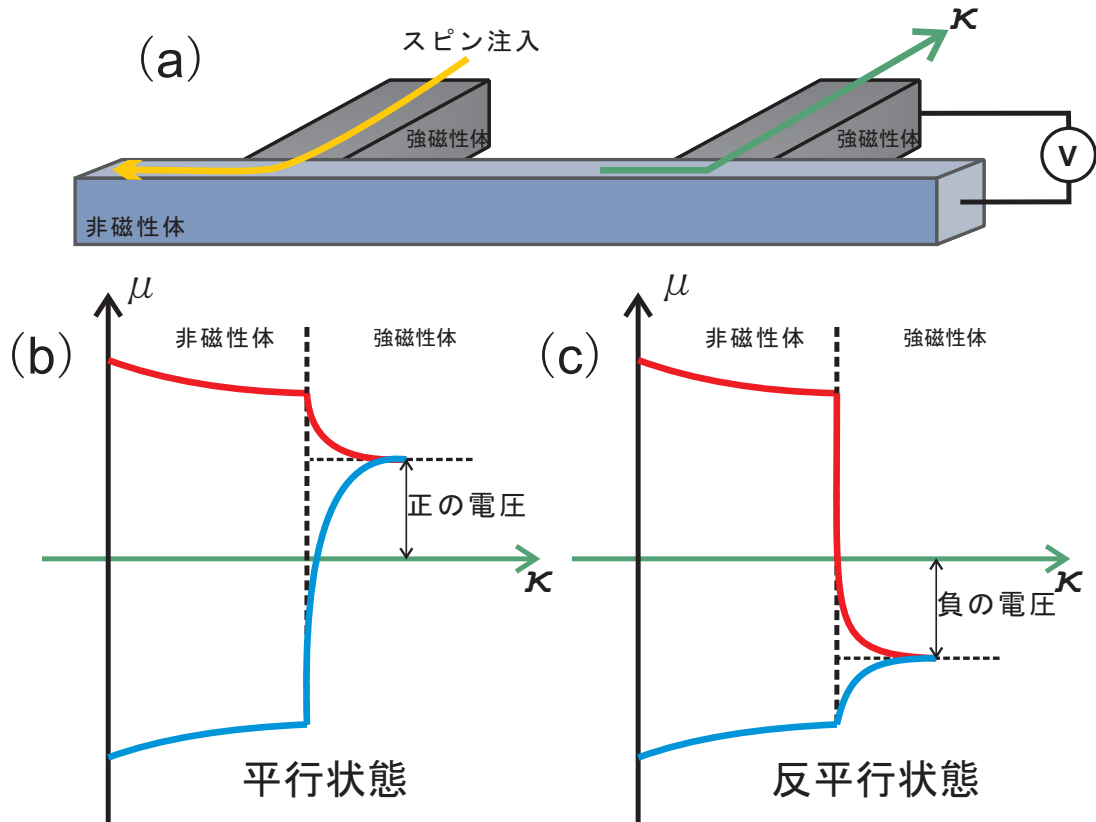


図 1.5. (a) 面内スピバルブ: 基本的に 2 つの強磁性端子と非磁性細線から成る。左側の強磁性端子からスピン注入し、純スピン流を生成する。純スピン流は、もう一方の強磁性端子で検出する。(b) 面内スピバルブ素子の強磁性細線の磁化方向が平衡状態、(c) 反平行状態の場合。

スピバルブとは、非磁性層 (Cu 層) を挟んで二つの磁性層を積層した構成をとる。磁性層同士が反平行状態のとき膜全体の磁気抵抗が大きくなり、平行のとき磁気抵抗が小さくなる。この挙動があたかもバルブを開放するかのように見えるために、このように名付けられている。さらに、この素子構造を面内に微細加工し拡張したものを面内スピバルブという。この素子を用いて純スピン流 (スピン蓄積効果) の検出を行うことができ、スピン依存伝導現象を測定できる。実際の面内スピバルブ素子は、膜厚が大きくとも数 100 nm 程度の薄膜で構成されており、スピン流の緩和は 1 次元的な描像で考えてよい。基本的な構造は、強磁性体/非磁性体/強磁性体から成る (図 1.5)。簡単のためにスピバルブはオーミック接合された場合を考える。左側の強磁性体に図のように電流を流した場合、接合境界面にスピン蓄積現象が生じる。このスピン蓄積からスピン緩和が起こり、左右にスピン流が生じている。右側には、スピン流だけが生じており (純スピン流) 非磁性体のスピン拡散長程度のスケールで伝播す

る。スピン拡散長程度の範囲内で、もう一つの強磁性体細線があった場合、純スピン流が強磁性細線に吸収される。この際、純スピン流が伝播している領域では、電流が流れていないので $j_C = j_\uparrow + j_\downarrow = 0$ が成り立っている。つまり、

$$\sigma_\uparrow \frac{\partial \mu_\uparrow}{\partial x} + \sigma_\downarrow \frac{\partial \mu_\downarrow}{\partial x} = 0 \quad (1.13)$$

を満たす。一方スピン流を吸収する強磁性細線では、電気化学ポテンシャルが異なるために、非磁性細線との界面でスピン状態の緩和が生じ、電圧が発生する。強磁性細線がそれぞれ平行のとき正の電圧 ($V_p = \mu/e$) が発生し、反平行状態のときには負の電圧 ($V_{ap} = -\mu/e$) が発生することになる。この電圧をスピン蓄積電圧と呼ぶ。通常、スピン蓄積電圧にはバックグランドが乗るために、平行状態と反平行状態でのスピン蓄積電圧差 (ΔV_S) をとる。また、スピン注入電流 (I_{inj}) に比例して、スピン蓄積電圧が大きくなるためスピン蓄積電圧を注入電流で割った値をスピニングナル $\Delta R_S \equiv \frac{\Delta V_S}{I_{inj}}$ として規格化する。また、このように電荷の移動を伴わず、純スピン流のみを発生し検出する方法を非局所手法と呼ぶ。

スピニングナルの見積もり

Kimura らはスピンの流れを電気回路のように考えることでスピニングナルの見積もりができることを示した¹¹。スピン流の重要な概念としてスピン抵抗がある。スピン抵抗は、 A をスピン流が通過する有効断面積とおき、 ρ を電気伝導度として次のように定義される。

$$R_S \equiv \frac{2\rho\lambda_{sf}}{A} \frac{1}{(1-P^2)} \quad (1.14)$$

直感的には、スピン拡散長が入っているため、スピン抵抗は”スピンの緩和のし難さ”を表す指標となる。したがってスピン抵抗が小さい物質中ではスピンの緩和が非常にしやすい。例えばパーマロイのスピン拡散長は 5 nm 程度である。ここで注意しなければならないことは、有効断面積 A の取り方である。パーマロイ等のスピン拡散長が短い物質接合部ではすぐにスピン流が緩和してしまうので、強磁性体と非磁性体の接合面積を A とする。一方、スピン拡散長がサブミクロンなどに及ぶ Cu や Al などの非磁性細線では、その断面積を A とおく^{*3}。

スピン抵抗の合成抵抗は、スピン流の緩和を考えなければならないために電気抵抗のように簡単にはならない。ここで、スピン抵抗を R_S 、スピン拡散長を λ とし、図 (1.6) のような回路を考えた場合、境界条件より直列スピン抵抗 (R_S^{series}) は、

$$R_S^{\text{series}} = \frac{R_{S1} \sinh(d/\lambda_1) + R_{S2} \cosh(d/\lambda_1)}{R_{S1} \cosh(d/\lambda_1) + R_{S2} \sinh(d/\lambda_1)} R_{S1} \quad (1.15)$$

と計算することができる。一方、並列スピン抵抗 (R_S^{parallel}) は、

$$R_{S\text{parallel}} = \frac{R_{S1} R_{S2}}{R_{S1} + R_{S2}} \quad (1.16)$$

^{*3} 例として、室温での Py および Cu のスピン抵抗を $R_S^{\text{Cu}} = 2.6 \, \Omega$, $R_S^{\text{Py}} = 0.34 \, \Omega$ の場合を考える¹¹。この場合 Py では Cu の約 8 倍もスピン緩和がしやすいことがわかる。このようなスピン緩和の様相が、スピン蓄積の空間分布に影響を与える。

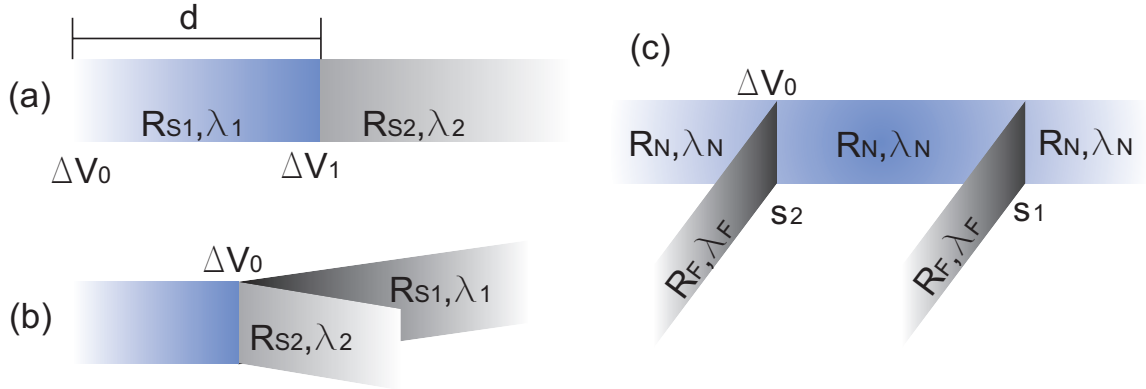


図 1.6. (a) 直列スピン抵抗、(b) 並列スピン抵抗、(c) 面内スピバルブ素子におけるスピン抵抗。

となる。また、図 1.6(a) のように非磁性体と強磁性細線のスピン拡散長に大きな違いがある場合、スピン抵抗のミスマッチがあるために反射がある。このとき接合面でのスピンの伝導係数 (T) は、スピン分極電圧の比で表すことができ

$$T \equiv \frac{\Delta V_{S1}}{\Delta V_{S0}} = \frac{R_{S2}}{R_{S1} \sinh(d/\lambda_1) + R_{S2} \cosh(d/\lambda_1)} \quad (1.17)$$

となる。これらの計算結果を用いて、面内スピバルブ素子のスピン抵抗を見積もる。図 1.6(c) の場合、S1 での合成抵抗 R_{S1} は、

$$R_{S1} = \frac{R_F R_N}{R_F + R_N} \quad (1.18)$$

となる。式 (1.15) を用いて、S2 までの合成抵抗は、

$$R_S = \frac{R_N \sinh(d/\lambda_N) + R_{S1} \cosh(d/\lambda_N)}{R_N \cosh(d/\lambda_N) + R_{S1} \sinh(d/\lambda_N)} R_N \quad (1.19)$$

となる。したがって、素子全体での合成抵抗 (R_{S2}) は、

$$\begin{aligned} R_{S2}^{\text{All}} &= \left(\frac{1}{R_N} + \frac{1}{R_F} + \frac{1}{R_{S2}} \right)^{-1} \\ &= \frac{R_F R_N (R_F \cosh(d/\lambda_N) + (R_F + R_N) \sinh(d/\lambda_N))}{2R_F (R_F + R_N) \cosh(d/\lambda_N) + (2R_F^2 + 2R_F R_N + R_N^2) \sinh(d/\lambda_N)} \end{aligned} \quad (1.20)$$

ここで、強磁性/非磁性接合面での伝導係数 (T_2) は、式 (1.17) より、

$$T_2 = \frac{R_{S1}}{R_N \sinh(d/\lambda_N) + R_{S1} \cosh(d/\lambda_N)} \quad (1.21)$$

となる。検出端子でのスピン分極電圧 ΔV_2 は、 $\Delta V_2 = T_2 I_S R_{S2}$ と計算することができる。蓄積電圧は、スピン偏極率 (p) に比例することから、オーミック接合における非局所スピニングナル (ΔR_S) は、

$$\Delta R_S = \frac{R_F^2 R_N (R_F + R_N + R_F \cosh(d/\lambda_N)) p^2}{(2R_F + R_N)(2R_F (R_F + R_N) \cosh(d/\lambda_N) + (2R_F^2 + 2R_F R_N + R_N^2) \sinh(d/\lambda_N))} \quad (1.22)$$

と計算することができる。

一方、Takahashi ら¹²は、接合界面が存在する場合のスピンシグナルを見積もった。注入端子と非磁性細線のように異なった金属の接合では、スピンの依存した界面抵抗が存在する。したがって、接合を電流が流れると電気化学ポテンシャルは界面で不連続になる。これらを考慮するとスピンシグナルは、

$$\Delta R_S = \frac{2R_N \left(\frac{P_J}{1-P_J^2} \frac{R_J}{R_N} + P_F \frac{R_F}{R_N} \right)^2 e^{-d/\lambda_N}}{\left(1 + 2 \frac{P_J}{1-P_J^2} \frac{R_J}{R_N} + 2 \frac{R_F}{R_N} \right)^2 - e^{-2d/\lambda_N}} \quad (1.23)$$

と計算される。ここで、 P_J, R_J は、それぞれトンネルスピン分極率と接合抵抗である。特にオーミック接合 ($R_J = 0$) の場合、式 (1.22) と一致する。一方トンネル接合の場合 ($R_J \gg R_N$) の場合、式 (1.23) は

$$\Delta R_S = \frac{1}{2} R_N P_J \exp(-d/\lambda_N) \quad (1.24)$$

となる。またトンネル接合の場合、非磁性細線と強磁性細線との抵抗ミスマッチがなくなるためにスピンシグナルは大きくなる¹³。

1.2.6 Hanle 効果

ここでは、まずスピン歳差運動を説明し、Hanle 効果の導入を行う。Hanle 効果とは、電子が歳差運動をしながら拡散伝導したときに起こる現象であり、スピン蓄積効果の距離依存性とともによりスピン拡散長の決定手段として相補的に用いられる。

電子スピン s は、 $\mu = \gamma \hbar s$ の磁気モーメントを伴う。この時、外部磁場 B 中におかれた場合、 μ が受ける偶力のモーメントが $\mu \times B$ に等しい。各運動量の時間変化は、偶力のモーメントに等しいから、 $\frac{ds}{dt} = \mu \times B$ となる。したがって、磁場中にある電子は歳差運動を伴い、そのときの周波数 ω_L は

$$\omega_L = -\frac{g\mu_B B}{\hbar} \quad (1.25)$$

となる。ここで、 g, μ_B は g 因子と、ボーア磁子である。

弾道的なスピン伝導の場合

簡単のため、仮に弾道的なスピン伝導現象が起こるような系で歳差運動を考えてみる。面内スピンバルブ素子に面直に磁場を印加した場合、注入された電子は、歳差運動を伴い伝播するはずである。このとき、スピン注入端子から検出端子までのスピンの伝播時間を t とおいたとき、スピン回転角は $\phi = \omega_L t$ となる。図 1.7 で示すように、検出端子ではスピンがある程度回転し、 $\cos(\phi)$ に応じたスピン蓄積信号を検出できると考えられる。しかしながら、実際の非磁

性体を用いた面内スピバルブ素子ではスピンは拡散伝導する。よって図 1.7 のようなスピン蓄積信号の磁場依存性とは異なる。

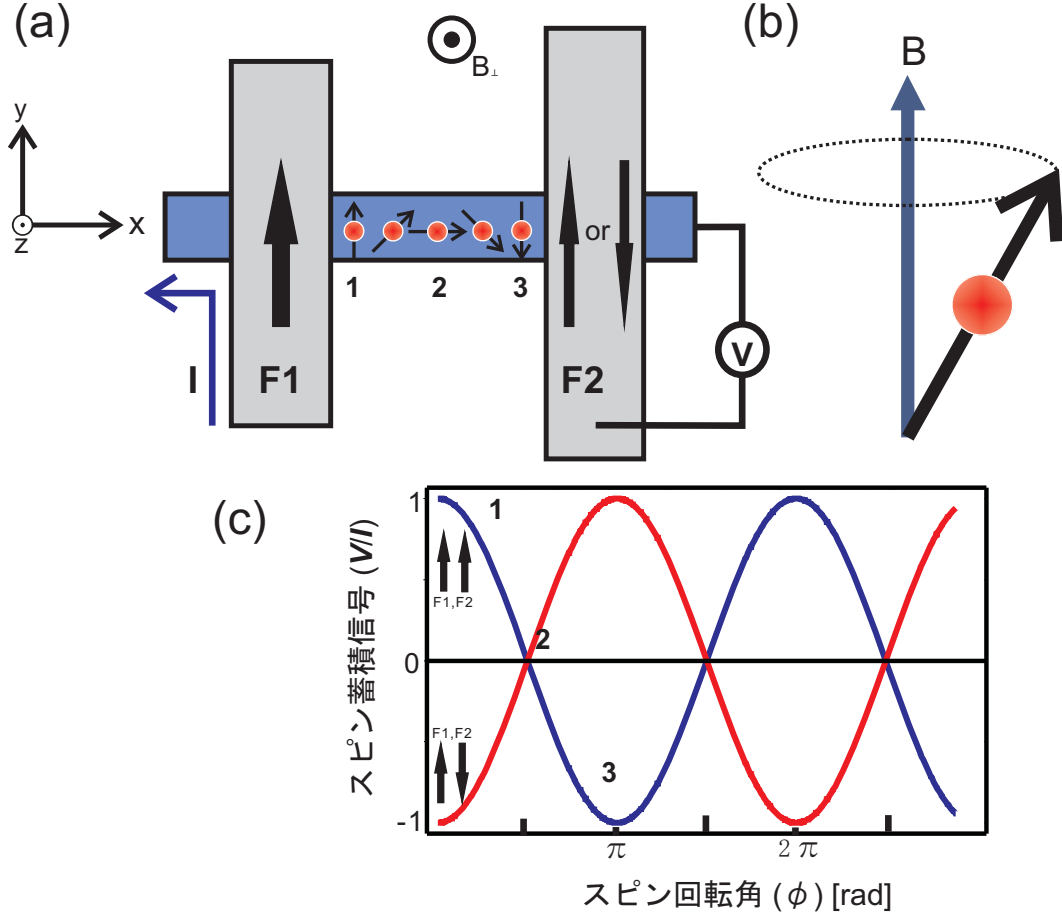


図 1.7. 垂直磁場下での弾道的スピン伝導の蓄積信号の変化。スピン回転角と検出端子の磁化方向に依存したシグナルが得られる。

拡散的なスピン伝導の場合

実際の金属でのスピン依存伝導現象は、ボルツマン方程式が成り立つような拡散描像で表現できる。拡散的にスピンが伝導する場合には、スピン数密度 ($\Delta\delta n \equiv \delta n_{\uparrow} - \delta n_{\downarrow}$) の 1 次元拡散方程式を考えればよい。このときスピン数密度の時間変化は、

$$\frac{\partial \Delta\delta n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \Delta\delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta\delta n}{\tau_{\text{SF}}} \quad (1.26)$$

となる。ここで、初期条件として $t = 0$ 、 $x = 0$ で全てのスピン方向が揃っている。この拡散方程式の一般解は次のように求めることができる^{14, 15}。

$$\Delta\delta n(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{SF}}}\right) \quad (1.27)$$

式 (1.26) が意味することは、原点 $x = 0$ でパルス的に注入したスピンの分布がガウス分布で拡散し (図 1.8)、さらにスピンが反転することによってスピン蓄積が減衰していくことを示している (図 1.9)。

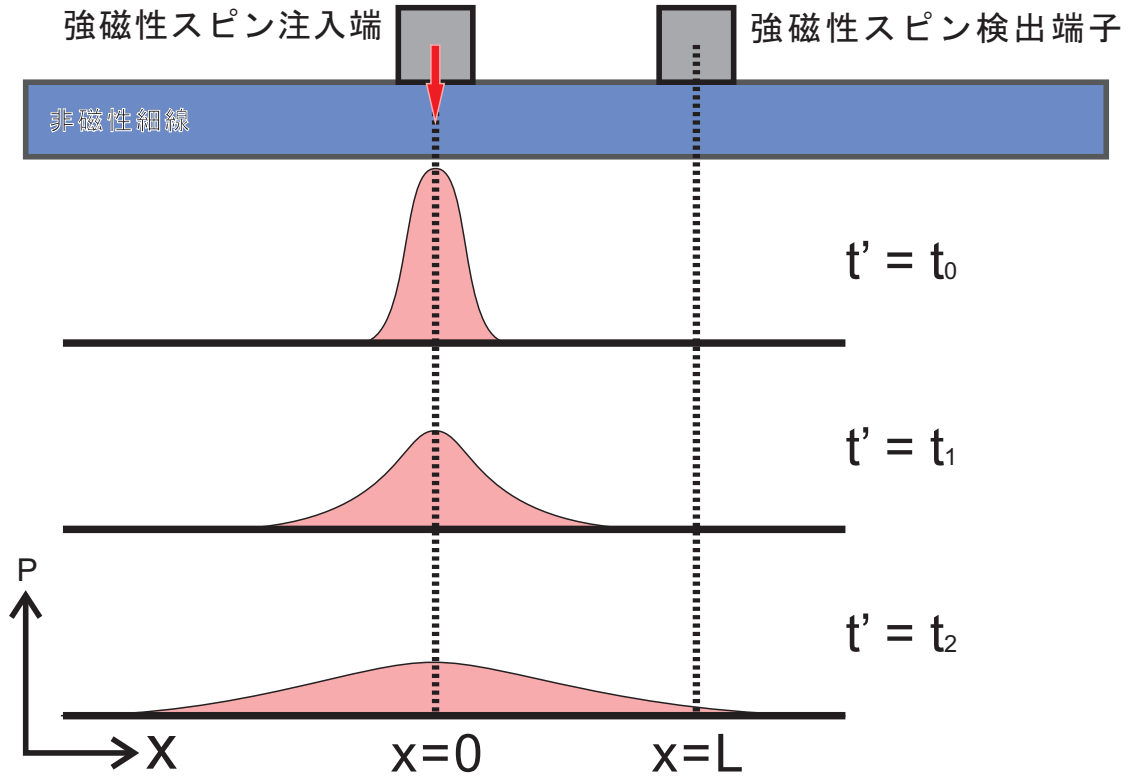


図 1.8. パルス的に注入されたスピンの拡散、伝播の様子。

また定常的にスピン注入を行う場合、スピンの注入率は PI/Ae で表せるから、式 (1.27) を用いて $n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$ は

$$\begin{aligned} n_{\uparrow} - n_{\downarrow} &= \frac{IP_J}{eA} \int_0^{\infty} dt \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{SF}}\right) \\ &= \frac{IP_J}{eA} \frac{\lambda_N}{2D} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_N}\right) \end{aligned} \quad (1.28)$$

となる。さらに、 $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} = \frac{2}{N(\epsilon_F)}(n_{\uparrow} - n_{\downarrow})$ の関係を用いて、スピニングナルは次のように計算することができる。

$$\frac{V}{I} = \frac{P_J^2 \lambda_N}{\sigma A} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_N}\right) \quad (1.29)$$

ここで P_J, A, σ はそれぞれトンネルスピン偏極率、有効接合面積、非磁性体の電気抵抗率である。ここで注意として、式 (1.29) ではスピン検出端子強磁性体でスピン吸収が起きない「トンネル接合」を仮定している。直感的に我々が検出するスピン蓄積電圧は次のように考えること

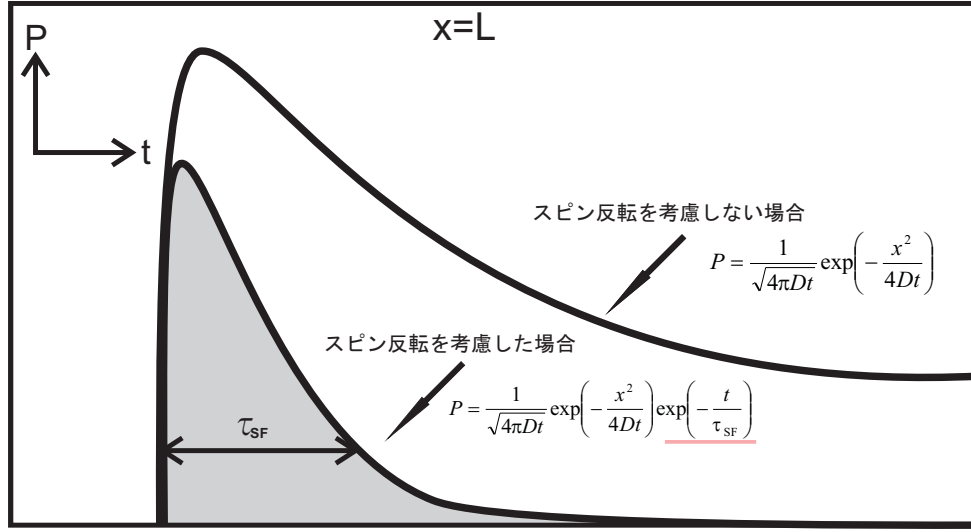


図 1.9. スピン検出位置 $x = L$ におけるスピン伝播時間分布。スピン拡散に、スピン反転が加わることで、スピン伝播時間分布は小さくなる。

ができる。パルス的に注入された電子スピンは、様々な時間分布を持ち検出端子に到達する。各々の電子スピンが検出端子に到達した際、電圧を発生させるから、発生した電圧の大きさにも時間分布があるはずである。しかし実際に観測する際には、常にスピン注入を行っているから、全ての電圧の時間分布を足し合わせた結果と等しい。また、そのような状態の計算結果は式 (1.29) であり、式 (1.24) と一致する。

磁場を印加した場合

電子が拡散伝導している面内に面直な磁場を印加した場合、各々のスピンは歳差運動を行う。それぞれのスピン回転角と強磁性細線の磁化方向の成す角が $\omega_L t$ であるので、スピン蓄積電圧は先ほどの計算に $\cos(\omega_L t)$ を掛け合わせ、

$$n_{\uparrow} - n_{\downarrow} = \frac{IP_J}{eA} \int_0^{\infty} dt \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{SF}}\right) \cos(\omega_L t) \quad (1.30)$$

となる⁵。よって、スピン蓄積信号は次のように計算することができる。

$$\frac{V}{I} = \frac{P_J^2}{e^2 N(\epsilon_F) A} \int_0^{\infty} dt \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{SF}}\right) \cos(\omega_L t) \quad (1.31)$$

ここで、簡単の為に

$$F \equiv \int_0^{\infty} dt \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{SF}}\right) \cos(\omega_L t) \quad (1.32)$$

とおく。実際には、 F をこのまま積分することは出来ないが、複素数を用いて次のように計算することができる。

$$\begin{aligned}
 F &= \text{Re} \left[\int_0^\infty dt \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{SF}}}\right) e^{i\omega_L t} \right] \\
 &= \text{Re} \left[\frac{1}{2\sqrt{D}} \frac{\exp\left(-L\sqrt{\frac{1}{D\tau_{\text{SF}}} - i\frac{\omega_L}{D}}\right)}{\sqrt{\frac{1}{\tau_{\text{SF}}} - i\omega_L}} \right]
 \end{aligned} \tag{1.33}$$

式 (1.33) を式 (1.34) のように無次元化して、スピン蓄積信号を垂直磁場の関数としてプロットしたものを図 1.10 に示す。

$$\begin{aligned}
 b &\equiv \omega_L \tau_{\text{SF}} \\
 l &\equiv \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{L}{\lambda_N}
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

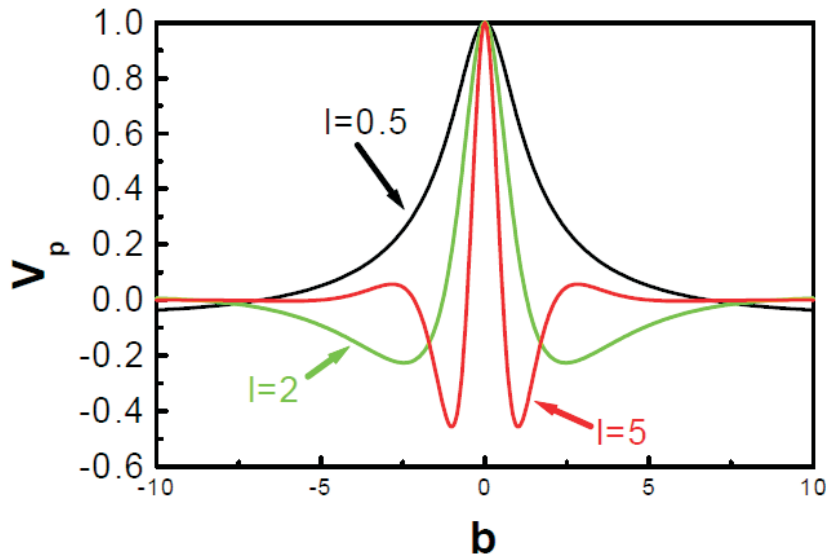


図 1.10. 規格化されたスピン蓄積信号の磁場依存性。距離 l が大きくなるほど、スピン蓄積信号の減衰が大きい。一方、磁場が大きい場所でもスピン蓄積信号の減衰が顕著になる。

垂直磁場が強くなれば、スピン蓄積信号が減衰していくことがわかる。直感的に考えれば、スピン検出位置では様々なスピン回転角を持ってスピンが到達している。この時、より大きな磁場ではスピン回転角分布が 2π に広がるのが分かる。各々のスピンが到達した際に検出する電圧は、強磁性検出端子の磁化方向に依存した信号の足し合わせになるために、スピンの回転角分布が 2π に近づくにつれて、スピン蓄積信号が減衰していく。このような垂直磁場によって、スピンのコヒーレンスが失われる現象を Hanle 効果といい、この Hanle 効果によってスピン蓄積信号が減衰する^{16, 17}。また近年、Hanle 効果の測定は半導体中でのスピン依存伝導を実証する手段としても扱われている^{18, 19}。

1.3 本研究の目的

これまで述べてきたように、スピン流の研究は今後のスピントロニクスへの応用という観点からも必要不可欠である。しかしながら、前節で説明した Hanle 効果のモデルでは、無限に長い 1 次元非磁性細線内での拡散過程を仮定しなければならない。従ってオーミック接合された面内スピンバルブでの Hanle 効果は、これまでのトンネル接合を仮定した場合と異なる信号変化を示すはずである。これらのことから本研究では、オーミック接合における Hanle 効果について詳しく調べることを目的とした。

本論文の構成

2 章 実験方法

3 章 実験結果

4 章 考察

5 章 結論

である。

第 2 章

実験手法

2.1 試料作製手法

スピン依存伝導現象は、スピン拡散長 λ 程度の範囲において観測可能な現象である。したがって、サブミクロンスケールの試料構造を作製する必要がある。特に、非局所手法を用いた純スピン流の検出には面内スピンプル構造が欠かせない。この構造を実現するために、電子線リソグラフィーを用いた微細加工を行う必要がある。本章では、面内スピンプルの作製方法及び電氣的な検出の手段について説明する。

2.1.1 リフトオフ法

微細加工を行う手法としてリフトオフ法がある。その一般的な工程を図 2.1 に示す。まず、基板を洗浄後、スピncóaterを用いてレジストとよばれる樹脂を均一に薄く塗布する。レジスト塗布後、基板を昇温し、レジスト中に残っている溶媒を追い出して膜を緻密にする。この後、電子線で露光することにより、電子線を照射したレジスト部分の性質のみを変化させることができる。露光した基板を現像することで、感光した部分のレジストのみを基板から除去する。その後基板全面に金属を堆積させ、剥離剤を用いてレジストを溶解・除去することにより、レジスト上に堆積した金属のみを除去し、パターンニングされた構造を得ることができる。

金属を堆積させる方法として本研究では、抵抗加熱蒸着法および電子線加熱蒸着法を用いた。抵抗加熱蒸着法は、高融点金属で作製された受け皿にターゲットとなる金属をのせ、そこに電流を流すことでジュール熱により溶解・蒸発させ、堆積させる方法である。この方法は比較的簡便であるが、受け皿よりも融点が低く、受け皿との反応を起こさない金属しか適用できない。電子線加熱蒸着法では、ジュール熱ではなく、電子線照射による熱を利用する。この方法では局所的に熱を加えることが可能であり、抵抗加熱蒸着法では不可能であった高融点金属の蒸着も可能となる。

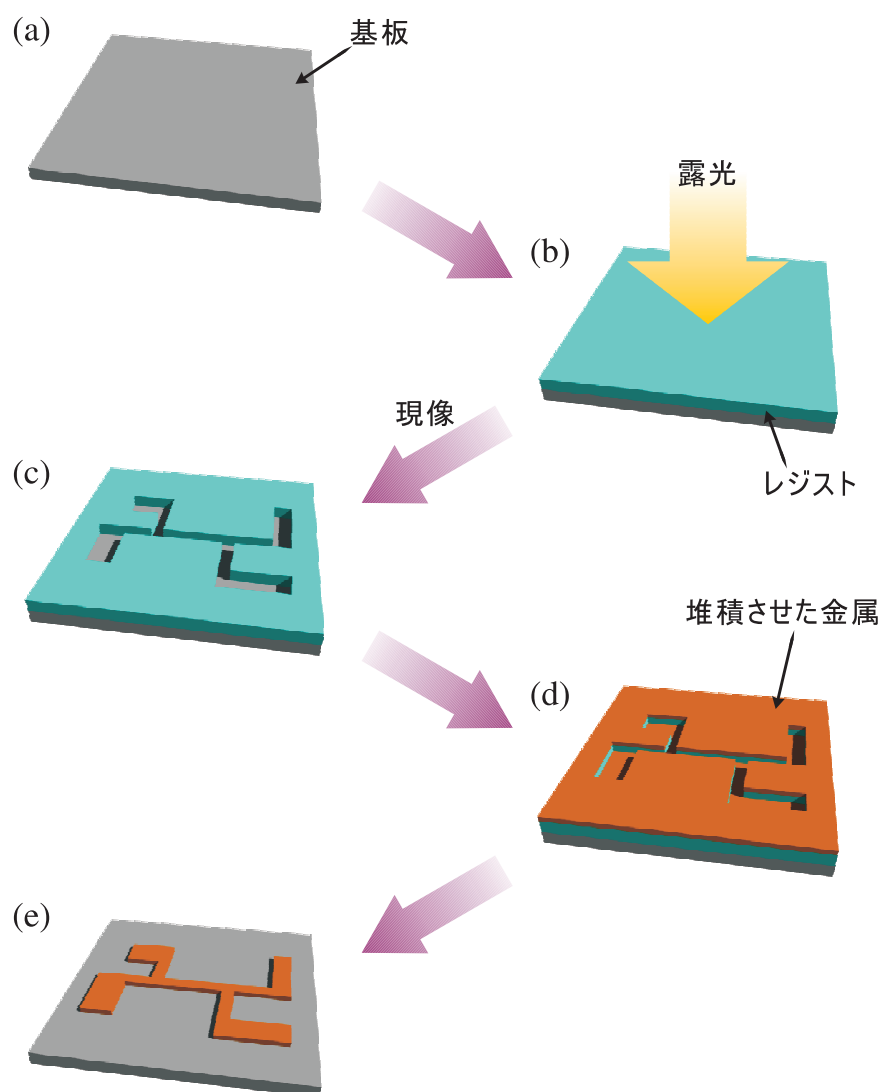


図 2.1. リフトオフ法を模式的に表した図。(a) 基板にレジストを塗布し、(b) 露光して現像を行うことにより、(c) 必要とするパターンが作製される。(d) 金属を堆積させた後に、レジストを除去することにより、(e) 微細加工された金属を得る。

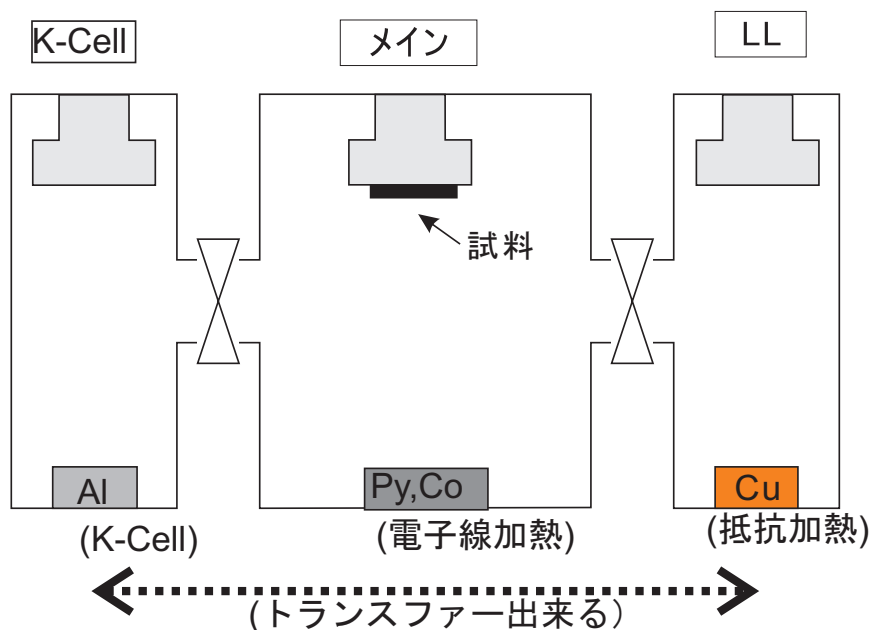


図 2.2. 抵抗加熱及び電子線加熱蒸着装置。

2.1.2 真空蒸着法

本研究では、主に図 2.2 に示すような真空蒸着装置を用いて金属蒸着を行った。この装置は、ロードロックチャンバー (LL)、メインチャンバー、K-Cell^{*1} が付属しているチャンバーからなり、それぞれのチャンバー間を真空を破ることなく試料輸送することが可能である。またメインチャンバー内では、後述するような斜め蒸着法を用いて極清浄界面を実現することができる。面内スピンバルブ素子でスピン注入を行う強磁性体金属は、主にメインチャンバーで電子線加熱蒸着する。一方面内スピンバルブ素子で用いる非磁性金属は、磁性体が混じるとスピン流が散乱されてしまい観測することができない。したがって、原則メインチャンバー以外のチャンバーで非磁性体を蒸着している。ロードロックチャンバー内には Cu が入っており、抵抗加熱蒸着を行うことができる。また、K-Cell では Al を蒸着することが出来る。これらのチャンバーはターボ分子ポンプおよびクライオポンプ^{*2} で真空引きされており、蒸着前の到達真空度は、メインチャンバーが 1×10^{-9} Torr、LL チャンバーでは 1×10^{-7} Torr 程度である。

^{*1} Knudsen cell の略。

^{*2} クライオポンプは、ため込み式真空ポンプの一つである。真空容器内に極低温面を設置することで、その表面に残留気体を吸着させる。このポンプは油を利用しないオイルフリー（ドライポンプ）であるため、よりクリーンな真空が得られる。



図 2.3. 現像後のレジストと基板の断面の模式図。PMMA/MMA 2 層レジストの場合。

2.1.3 2 層レジストを用いた斜め蒸着法

本研究では、主に 2 層レジストを用いた斜め蒸着で試料作製を行っている。斜め蒸着のメリットとして、

1. 強磁性体/非磁性体界面を極清浄状態に保つことが出来る。
2. トンネル接合を作製する際、強磁性体と非磁性体の間にアルミニウム等を堆積させるが、その酸化条件の制御を行うことができる。
3. 試料作製プロセスの単純化が可能である。
4. レジストの剥離が容易である。

以上の 4 点があげられる。ここでは、2 層レジストにおける試料作製方法について述べる。

先ず基板となる Si/SiO₂ 上に、スピナーを用いて MMA(メタクリル酸メチル) レジストを均一に塗布する。その後、ホットプレートにより 180 °C で 3 分間ベークする。更に、PMMA(ポリメタクリル酸メチル) を同様にスピナーで塗布し、180 °C で 10 分間ベークを行う。電子線描画の際のドーズ量は、8.8 C/m² となるように設定した。現像液には MIBK(メチルイソブチルケトン) と IPA(イソプロピルアルコール) を 1 : 3 で混合したものを扱い、30 秒間の現像後、IPA によってリンスした。このとき、PMMA に比べて MMA の電子線に対する感度が高いため、図 2.3 のように、下に大きく削れたアンダーカット構造が形成される。このアンダーカット特性を利用したものが斜め蒸着法である。近接したアンダーカット構造は、図 2.4(b) のように PMMA の架橋構造を作る。この構造を利用して、複数の金属を真空を破ることなく連続して蒸着することが可能となる。例えばパーマロイと Cu から成る面内スピンバルブは、図 2.4 に示すように先ずパーマロイを斜めに蒸着し、次に Cu を基板に対して垂直に蒸着する。また、接合抵抗の大きな素子を作製する場合には、パーマロイを蒸着後、垂直に Al を蒸着しチャンバー内で酸化させ、最後に銅を蒸着する等のプロセスを用いる。

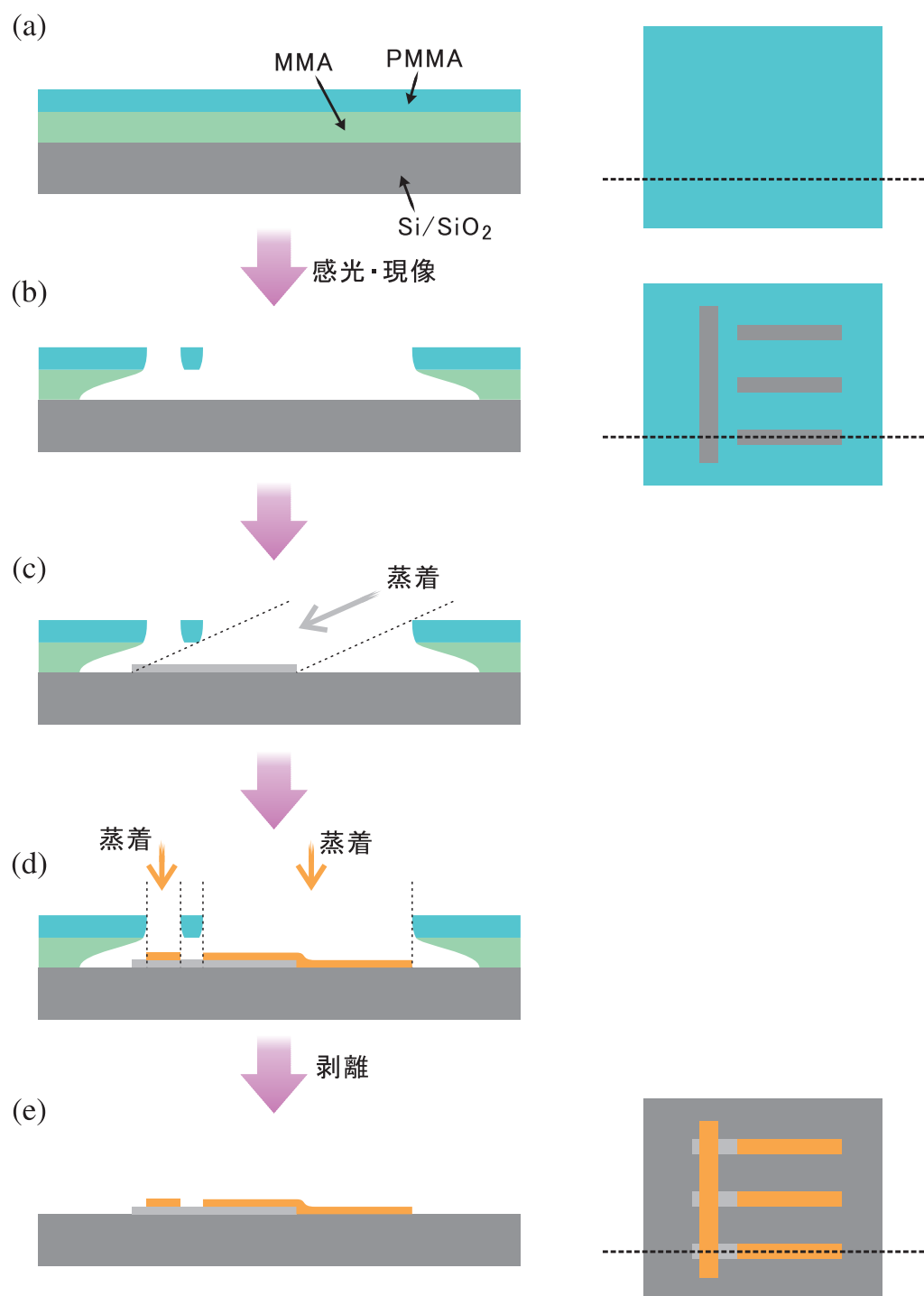


図 2.4. 斜め蒸着法の工程の模式図。(a) 感度の異なる 2 層のレジストを Si/SiO_2 基板に塗布し、(b) 感光、現像する。(c) まず、角度をつけて蒸着し、(d) 次に垂直に蒸着する。(e) その後、レジストを剥離することにより、複数の金属を蒸着した素子を得る。(a)、(b)、(e) の右の図は基板を上から見た様子。

2.2 測定方法

試料の抵抗及び非局所スピン蓄積信号は、 $T = 10\text{ K}$ でロックインアンプを用いた 4 端子測定法で得られた。冷却には図 2.5 に示したクライオスタットを用いた。このクライオスタットでは、液体 ^4He の連続的なフローとヒーターを用いた温調により、室温から 1.5 K 程度まで温度を制御することが可能である。本研究では主に 10 K での試料測定を行っている。また、電磁石を回転させることにより、試料に対して自由な方向に磁場を印加することが可能となっている。

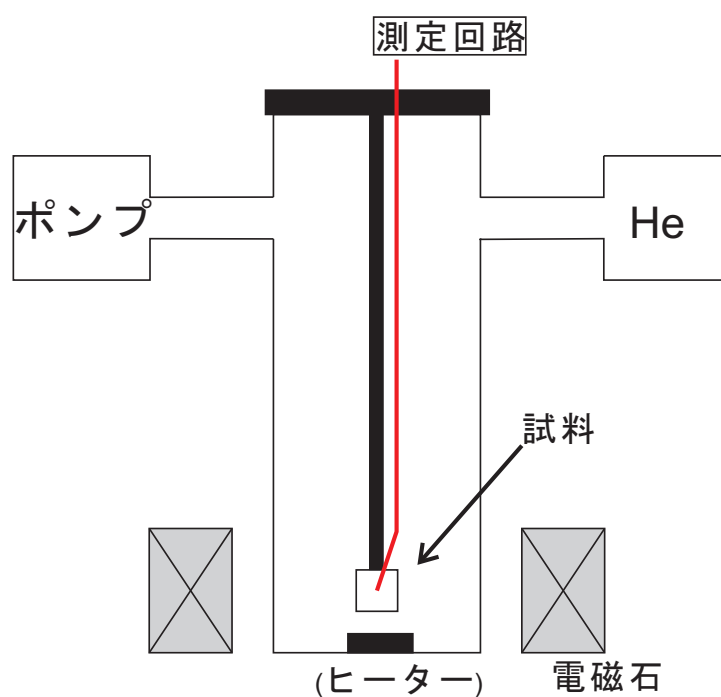


図 2.5. 測定に用いたクライオスタットの模式図。

図 2.6 に本測定で用いた回路図を示す。また微分抵抗測定は、図 2.7 の回路を用いて行った。ここで、並列に流す交流電流は直流電流に比べて十分小さくなるように注意した。この微分抵抗測定の結果を積分することにより電流電圧特性を求めることが可能である。

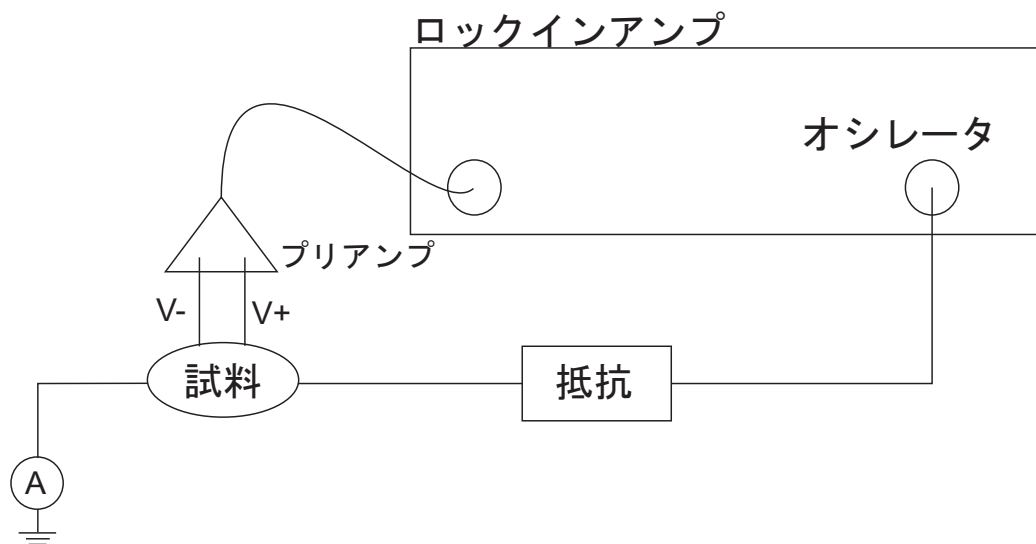


図 2.6. 交流電流によるロックイン測定の回路図。

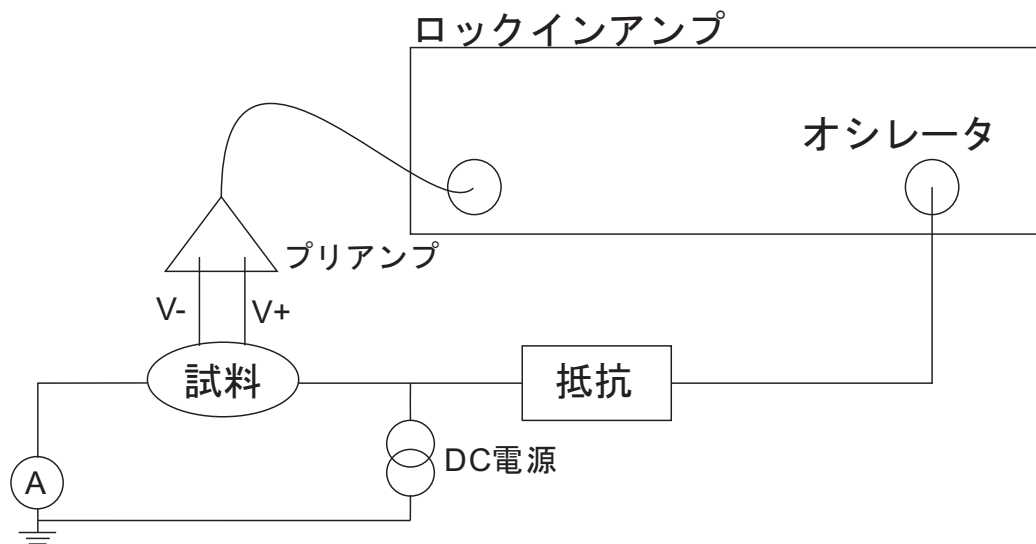


図 2.7. 微分抵抗測定の回路図。

第 3 章

実験結果

Hanle 効果は、スピバルブ蓄積効果と共にスピン拡散長を決定する相補的な手段として用いられてきた。Hanle 効果を用いる利点は、スピン緩和時間を非常に良い精度で決定できる点である。これまでの Hanle 効果のモデルでは、無限に長い非磁性体中でのスピン拡散現象として解析されてきた。しかし、強磁性体と非磁性体における接合抵抗が小さい場合、非磁性体中のスピン流は強磁性体にも染み出すために、これまでのモデルを適用することが出来ない。したがって、接合抵抗が無視できるオーミック接合での Hanle 効果は、接合抵抗が大きいトンネル接合の信号と大きく異なる信号変化を示すことが予測される。本章では、Hanle 効果の接合抵抗依存性を実験的に検証した。また、非磁性細線及び強磁性細線の材料をいくつか変えた場合に現れる Hanle 効果の違いについても議論する。まず、Py/Cu 面内スピバルブ素子を作製した。この素子では、トンネル接合を作製することが界面の問題もあり容易ではない。そこで、Al を用いてトンネル接合を作製し Hanle 効果を測定した。

3.1 Py / Cu スピバルブ素子における Hanle 効果の接合抵抗依存性

ここでは、Hanle 効果の接合抵抗依存性を調べるために 2 種類の試料を作製した。

- 試料 (I) : 接合抵抗が無視できる面内スピバルブ素子
- 試料 (II) : 接合抵抗が大きい面内スピバルブ素子

作製した面内スピバルブ素子の一例を図 3.1 に示す。この素子では、接合抵抗を測定するために 4 端子測定ができる形状にした。強磁性体材料としてパーマロイ^{*1}(以降 Py と表記)を、また非磁性材料としてスピン拡散長 λ が長くスピン依存伝導が観測しやすい Cu を用いた。この試料は、界面清浄化と接合抵抗制御のために斜め蒸着法を用いて作製し、Py および Cu の膜

^{*1} $Ni_{80}Fe_{20}$: 鉄とニッケルの合金。透磁率が極めて低く、外部磁場への応答に優れるため、パーマロイの磁化状態は制御されやすい。このため、磁性体の微細構造を作製する際の材料として多用される。

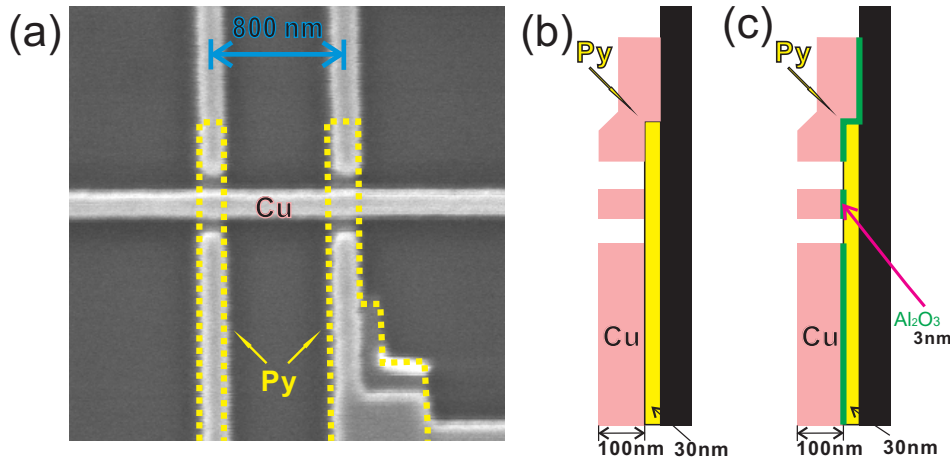


図 3.1. 作製した試料の SEM 写真。Py 端子間の距離は 800 nm であり、Py, Cu の膜厚はそれぞれ 30 nm, 100 nm である。試料 (II) の場合、アルミニウムを 3 nm 蒸着後、酸化させた。

厚はそれぞれ 30 nm、100 nm とした。また、試料 (II) を得るために Py の蒸着の後 Al を 3 nm 蒸着し、チャンバー内で酸素雰囲気 (20 Pa) で 20 分酸化させ Al_2O_3 の抵抗層を作製した^{*2}。ここで、Py 細線の磁化状態を制御するために、最先端部の形状を変化させ、Py 細線の保持力に差を持たせている。このことによって、細線方向に平行に印加した外部磁場により Py 細線同士の平行/反平行状態を制御することができる。

試料測定は、10 K において非局所手法を用いて行った。極低温の領域では、熱によるスピンのフォノン散乱を無視できるためスピン蓄積信号を測定しやすく、Hanle 効果の影響を測定しやすい。また、垂直磁場の校正のため異方性磁気抵抗効果^{*3}(以降 AMR 効果と記す)を測定した(図 3.2)。

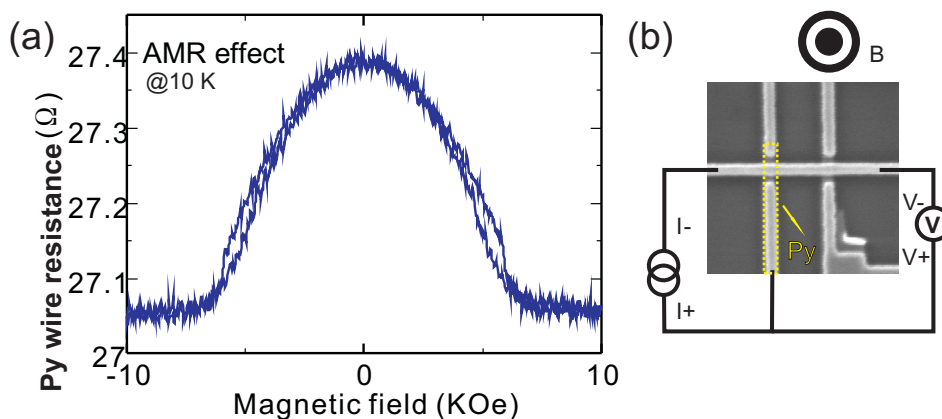


図 3.2. AMR の測定結果および測定模式図。(a) 垂直磁場に対する Py 細線の磁化応答に従って、電気抵抗が変わる。(b) 4 端子法による測定図。

^{*2} Al を酸化したにもかかわらず、後に示すように接合はトンネル的ではなくオーミック的になった。

^{*3} Anisotropic Magneto-Resistive effect

次に試料 (II) の接合界面特性を調べるため微分抵抗を測定した。この結果より I-V 特性を次のように得ることができる。この線形な I-V 特性より、試料 (II) はトンネル接合ではなく接合抵抗が大きいオーミック特性を示す試料であることがわかる (図 (3.3))。

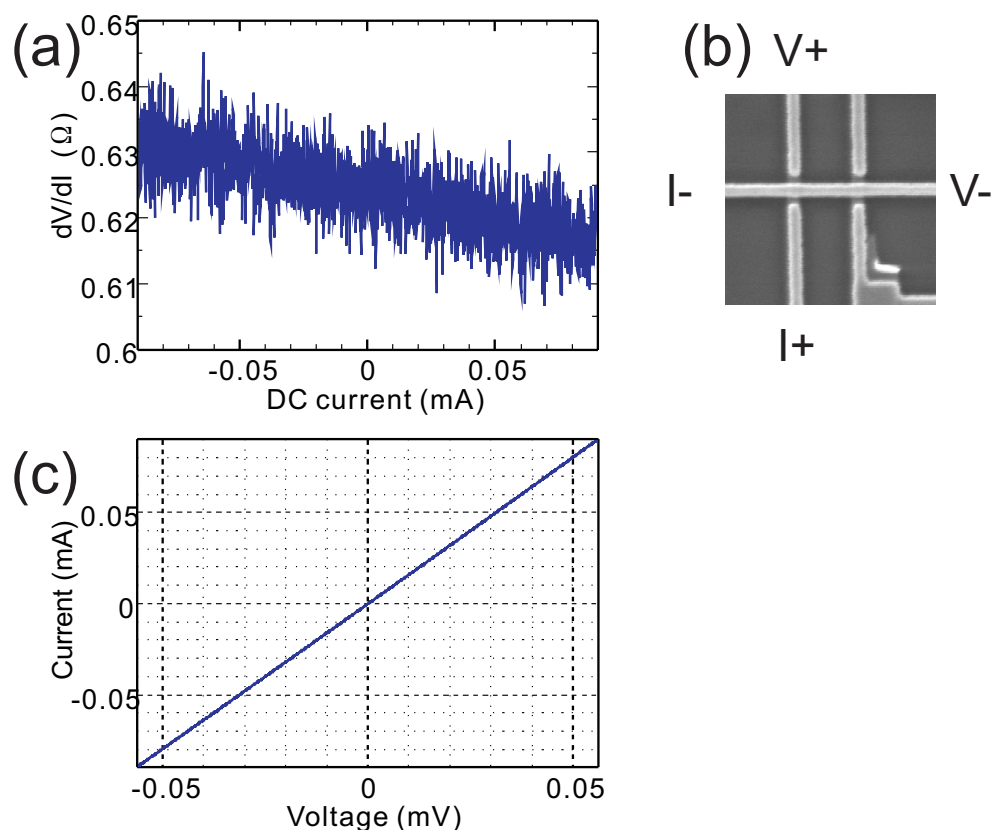


図 3.3. (a) 接合界面の微分抵抗測定。(b) 測定模式図。(c) I-V 特性の計算結果。この結果より、オーミック的な接合であることがわかる。

ここで試料 (I)、試料 (II) の接合抵抗はそれぞれ、 0.06Ω , 0.63Ω であった。

また 図 (3.4) に示すように接合抵抗の大きな試料 (II) では大きなスピンスIGNALを得た。

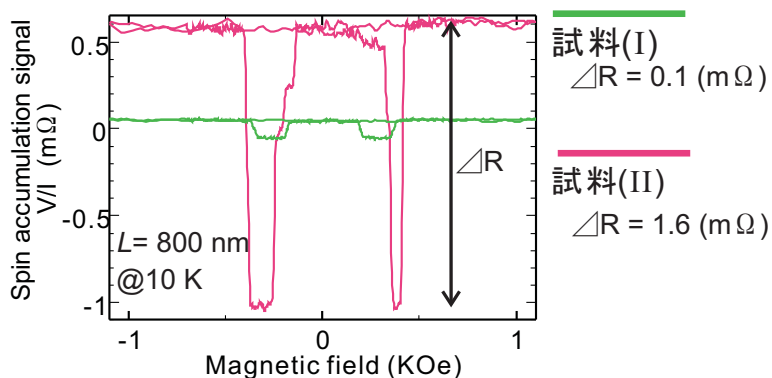


図 3.4. Py / Cu スピンバルブ素子におけるスピンスIGNAL (ΔR) の測定結果。

次に Hanle 効果の結果を示す。垂直磁場が大きな場合、Py 細線の磁化方向が磁場方向に傾くために次の式 (3.1) のような補正を行い、スピニングナルの大きさを 1 として規格化した。図 3.5 で見られるように、試料 (I) では垂直磁場に関して殆どスピン蓄積信号が変化しないのに対して、試料 (II) ではスピン蓄積信号の変化が大きく変化することがわかる。

$$V(\perp, \theta_1, \theta_2) = V_{B_\perp} \cos \theta_1 \cos \theta_2 + V(B_\perp = 0) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \quad (3.1)$$

ここで θ_1, θ_2 は、それぞれ注入端子、検出端子の垂直磁場に対する磁化の傾きを表している。これらの磁化の傾きは AMR の測定から計算することができる。

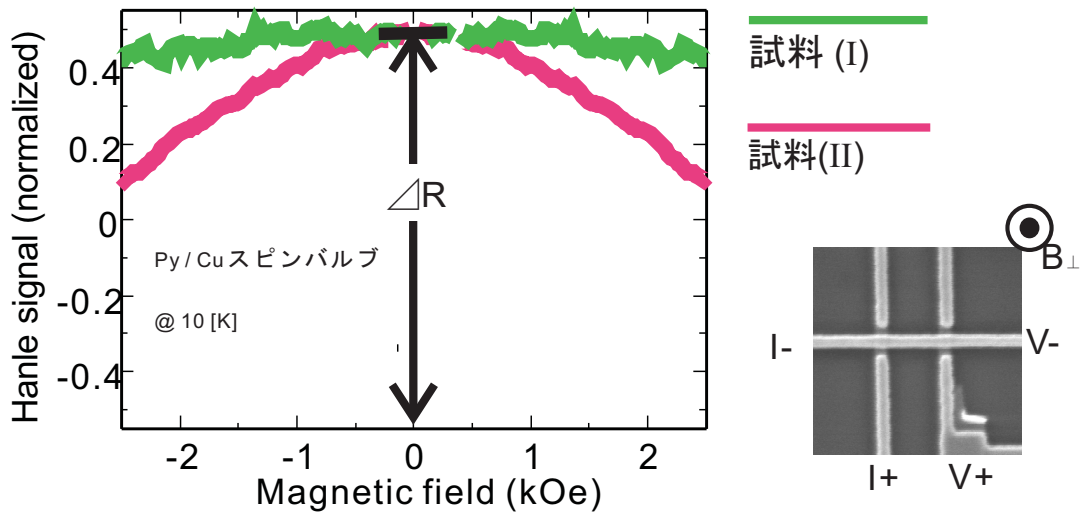


図 3.5. 試料 (I) と試料 (II) の Hanle 効果。なお、測定は負の磁場方向のみに行っており、Hanle 効果は偶関数であるから $B = 0$ で折り返してある。

3.2 Py / Al スピンバルブ素子における Hanle 効果

Py / Cu 面内スピンバルブ素子では、Al を蒸着し酸化させたが、トンネル接合を作製することができなかった。これは、Py 細線の表面状態が均一でなかったり、Al 表面が一様に酸化していないことが理由だと考えられる。そこで、トンネル接合素子を作製する場合、以下のようなプロセスを行った。まず、はじめに Al を 60 nm 蒸着し、チャンバー内で酸素雰囲気中 (20 Pa, 20 分) にて Al の酸化を行った。その後、Py を斜めから 40 nm 蒸着しリフトオフし作製した (図 3.6(b))。この方法を用いることで絶縁層を効率よく作製できるはずである。一方、オーミック接合素子では、初めに Py 斜めからを 30 nm 蒸着し、次に Al を 60 nm 蒸着した (図 3.6(a))。この際、試料ホルダーを液体窒素温度までに冷やして蒸着を行う必要がある。Al は、常温での蒸着中にグレイン組織を形成しやすいためである。グレインが大きい場合、最悪スピンバルブ素子を作製することが出来ない (図 3.6(c))。

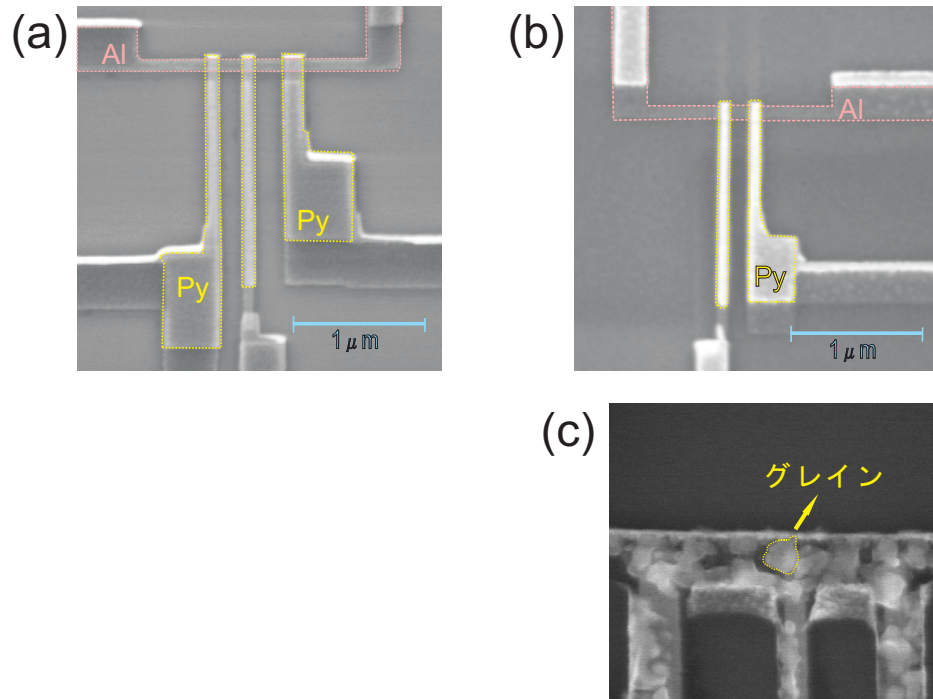


図 3.6. (a)Py/Al オーミック接合スピンバルブ。(b)Py/Al トンネル接合スピンバルブ。(c) 常温蒸着で Al のグレインが成長した場合。

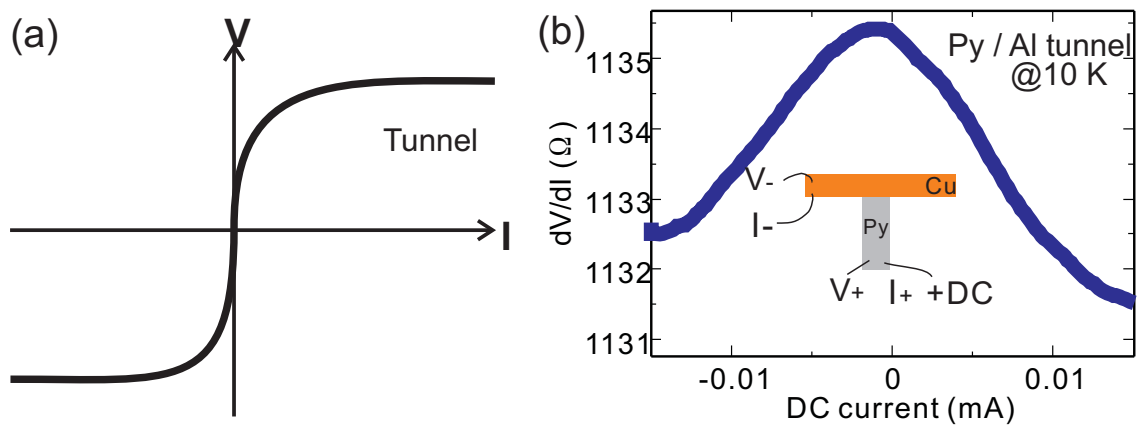


図 3.7. (a)I-V 曲線模式図。(b)Py / Al 接合部での微分抵抗測定結果。

試料作製後、トンネル接合であることを確認するため Py / Al 接合部の微分抵抗測定を行った。トンネル接合における I-V 曲線は図 3.7 のようになるから、測定した微分抵抗 (dV/dI) 曲線がトンネル特性を示すことが定性的にわかる。

次に Al のスピン拡散長を求めるため、トンネル接合素子におけるスピン蓄積現象の Hanle 効果を測定した。素子の問題で強磁性細線の垂直磁場に対する AMR を直接測定することはできない。そこで、面直磁場に対する Py 細線の磁化過程を、磁場が Py 細線の磁化容易軸に直角に印加された場合で近似を行う。この時、外部磁場、飽和磁場をそれぞれ B, B_S とおくと、 $\sin \theta = B/B_S$ が成り立つ。よって式 (3.1) は、

$$V(B_{\perp}) = V_{B_{\perp}}(1 - (B_{\perp}/B_S)^2) + V(B_{\perp} = 0)(B_{\perp}/B_S)^2 \quad (3.2)$$

となる。この式を用いてフィットを行った結果、スピン拡散長 $\lambda = \sqrt{D\tau_{SF}} = 640 \text{ nm}$ 、Al のスピン抵抗は $R_S^{\text{Al}} = 7.90 \Omega^{*4}$ となった。

次に、オーミック接合における Hanle 効果を測定した。図 3.9 に示すように、トンネル接合とオーミック接合の場合では、Hanle 効果が大きく異なりトンネル接合では垂直磁場に対して大きな変化を示す。さらに Py / Cu と Py / Al オーミック接合素子では、Hanle 効果の磁場依存性が少し異なることもわかった (図 3.11)。

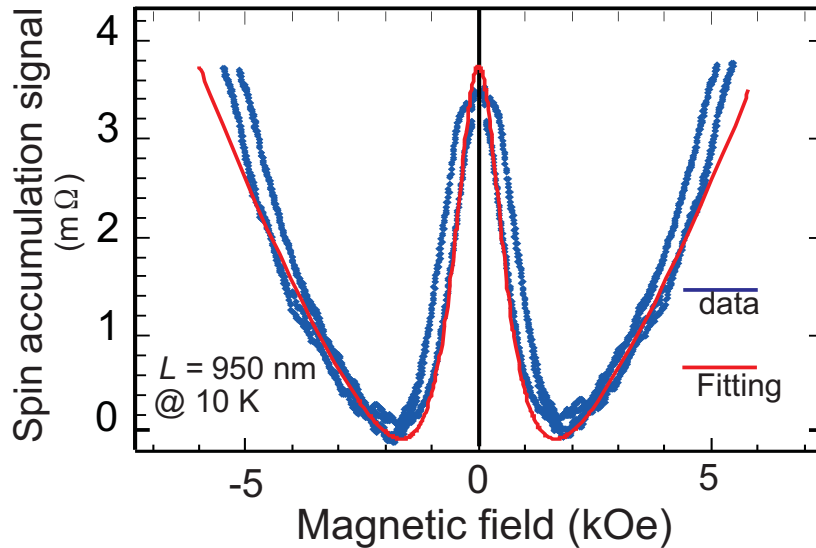


図 3.8. スピン蓄積信号 (青) と Hanle 効果のフィッティング結果 (赤線)。既知の値として、 $\rho_{\text{Al}} = 6.14 \times 10^{-8} \mu\Omega\text{cm}$ を用いた。フィッティングにより、 $\tau_{\text{SF}} = 90 \text{ ps}$, $D = 4.6 \times 10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, $P_J = 0.091$ となった。従って、これらから Al のスピン拡散長は、 $\lambda = \sqrt{D\tau_{\text{SF}}} = 640 \text{ nm}$ となる。また飽和磁場は、これまでの AMR の結果を参考にして $B_S = 6.0 \text{ kOe}$ とし仮定している。

*4 線幅 150 nm、膜厚 60 nm、 $\rho_{\text{Al}} = 6.14 \times 10^{-8}$ を用いた。

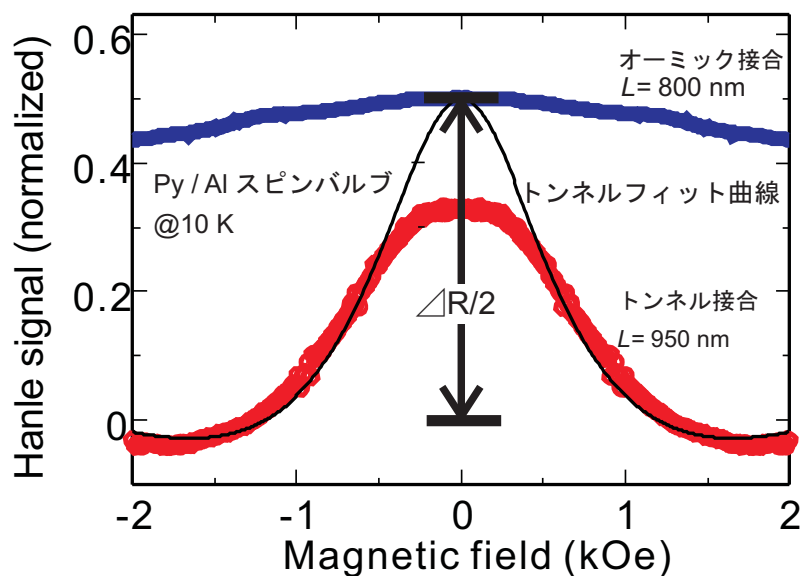


図 3.9. Py/Al オーミック接合およびトンネル接合スピンバルブの Hanle 効果。縦軸は、スピン蓄積信号で規格化している。また、実際の測定は負の磁場方向のみを行ったが、Hanle 効果が磁場に対して偶関数になることを利用して $B=0$ で折り返している。また、端子間距離が 150 nm 異なっているが Al のスピン拡散長よりも十分小さいと考えられるためこの比較は有効と考えられる。またトンネル接合の場合は原点からずれているが、これは零磁場付近での Py 細線の磁化方向が精度良く揃っていないためである。

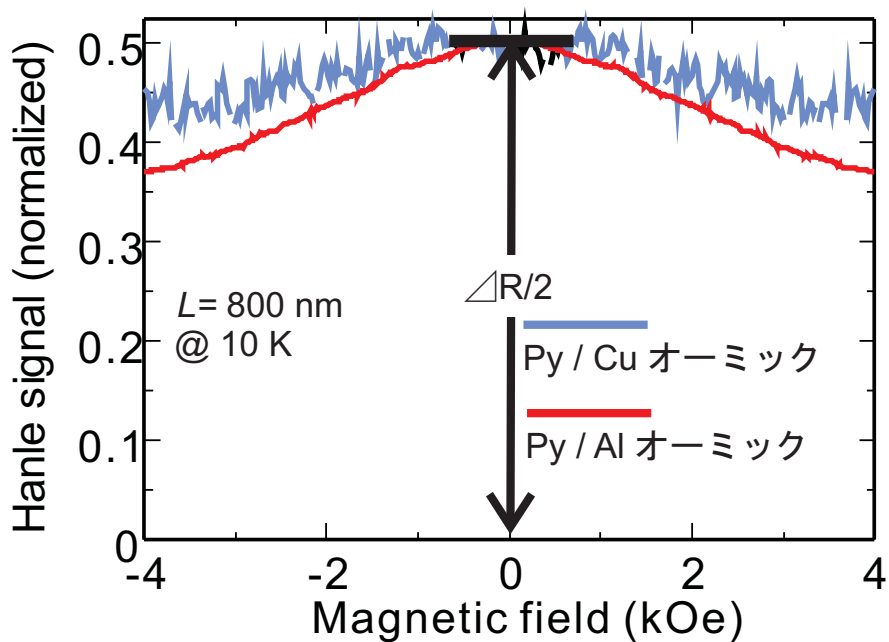


図 3.10. Py/Al オーミック接合及び、Py/Cu オーミック接合における同端子間距離 $L=800$ nm での Hanle 効果。

3.3 Hanle 効果の強磁性端子材料依存性

Py / Cu および Py / Al の実験結果から Hanle 効果は接合状態に強く依存することを実験的に示すことができた。直感的には接合抵抗が小さい場合、非磁性細線中を流れるスピンの流が強磁性端子に強く吸収される^{*5}。このことにより、スピンの伝播速度を大きくなり歳差運動が起こりにくいと考える。したがって、スピン抵抗が Py に比べて大きい物質では、スピンの吸収は小さくなり、Hanle 効果による変化は小さくなると期待される。そこで、スピン抵抗が $\text{Py}(R_S^{\text{Py}} = 0.12 \Omega^{\text{Py}})^{*6}$ よりも大きい $\text{Co}(R_S^{\text{Co}} = 1.40 \Omega^{\text{Co}})^{*7}$ を強磁性細線として用いて Hanle 効果の測定を行った。

まず強磁性端子間距離を $L = 800 \text{ nm}$ で設計し、斜め蒸着法を用いて試料作製を行った^{*8}。Cu および Co の膜厚はそれぞれ 100 nm , 30 nm である。

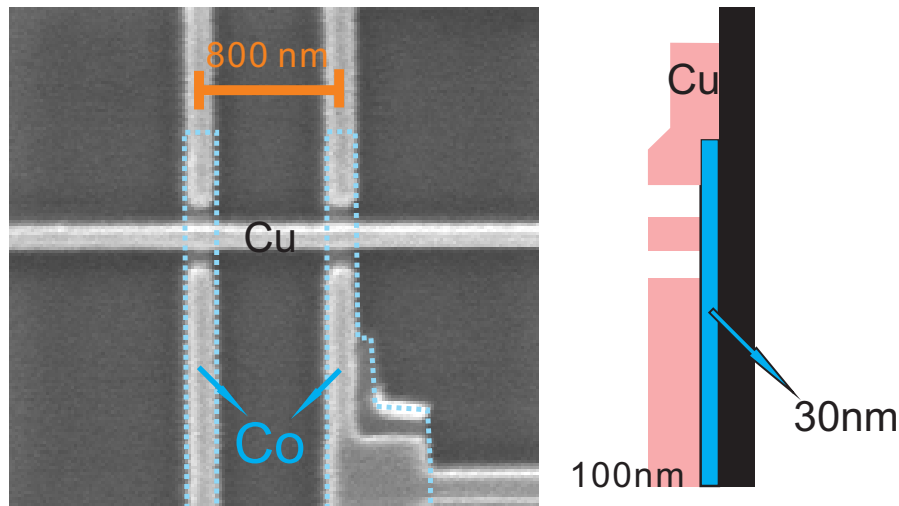


図 3.11. Co / Cu 面内スピバルブ素子の SEM 写真。Co, Cu の膜厚はそれぞれ 100 nm , 30 nm 。

^{*5} spin sink effect

^{*6} $\rho_{\text{Py}} = 12.20 \mu\Omega\text{cm}$, $\lambda_{\text{Py}} = 5 \text{ nm}$, 接合面積 $A = 100 \times 100 \text{ nm}^2$

^{*7} $\rho_{\text{Co}} = 14 \mu\Omega\text{cm}$, $\lambda_{\text{Co}} = 50 \text{ nm}$, 接合面積 $A = 100 \times 100 \text{ nm}^2$

^{*8} Co は非常に酸化しやすいので、2 回リフトオフするような作製法は難しい。

次に 10 K で試料の特性を調べるために、4 端子測定法で接合抵抗を測定した。その結果、Cu の電気伝導度は、 $\rho_{\text{Cu}} = 1.07 \mu\Omega\text{cm}$ となった。また Co / Cu の接合抵抗は 0.03Ω で、スピニングナルは $0.04 \text{ m}\Omega$ となった。一方、Py / Cu の場合スピニングナルは、 $0.1 \text{ m}\Omega$ であった (図 3.4)。強磁性体の材質によらず、斜め蒸着法を用いて作製された試料では、通常のリフトオフで作製された試料に比べてスピニングナルが小さくなる傾向がある。その理由は明らかではないが、斜め蒸着法によって接合界面が極清浄状態であるので、検出端子のスピニング吸収効果が大きく、大きなスピニング流が流れやすいことが原因であると考えられる。大きなスピニング流が流れるということは、電気化学ポテンシャルの緩和が非常に大きいと考えられ、検出端子位置でのスピニング蓄積が小さくなるからである。

次に、素子に面直に磁場を印加し、Hanle 効果の測定を行うが、次のことに注意した。実験に用いた電磁石は、14 KOe 程度の磁場を印加することができるが、Co 細線の磁化状態が面直に傾き、その方向に飽和するためにはより大きな磁場が必要である^{*9}。しかし磁場が十分小さい範囲では Co 細線の磁化状態が細線長手方向を向いていると仮定でき、このような仮定の下で得られた Hanle 効果の結果をスピニングナルの大きさと規格化し、Py / Cu オーミック接合スピニングバルブ素子の結果と比較した (図 3.12)。その結果、実際に大きく分かるような変化は得られなかった。

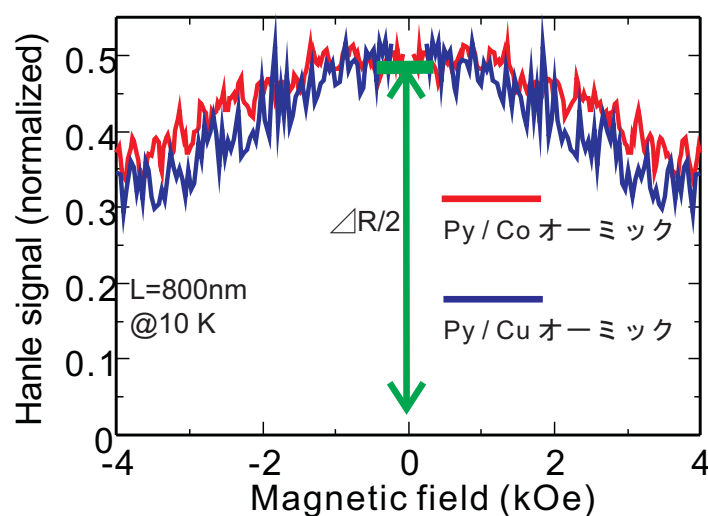


図 3.12. Co / Cu 面内スピニングバルブ素子および Py / Cu 面内スピニングバルブ素子での Hanle 効果。

^{*9} 無限平面を仮定できる状態で、Co、Py はそれぞれ約 30 kOe、10 KOe 程度である。²⁰

第 4 章

考察

この章では、様々な面内スピンバルブ素子で測定された Hanle 効果の違いがどこから生じるのかについて議論する。それに基づき前章で説明した実験結果を考察する。

4.1 実効的なスピン伝播時間 (Dwell time) の導出

スピン流の注入端子から強磁性端子までの伝播時間は、第 1 章に示したように時間分布がある。したがって、ここではスピン流の平均的な伝播時間 τ_D を導出し、接合抵抗が無視できるオーミック接合と接合抵抗が存在するトンネル接合でどのような違いが現れるのかを議論する。

まず、スピン流の実効的な速度を計算する。一般に、オームの法則による電流密度 j は、 e を電荷、 n を電子密度、粒子の速度 v とおいて、 $j = env$ である。一方、拡散による電流密度は、

スピン、スピンともに電子密度による勾配に比例するから $\sigma' = \uparrow, \downarrow$ とおいて $j_D = -eD \frac{\partial n_{\sigma'}}{\partial x}$ となる^{*1}。したがって、これらから拡散電流による電子の実効速度は、

$$v_{\sigma'} = D \frac{1}{n_{\sigma'}} \frac{\partial n_{\sigma'}}{\partial x} \quad (4.1)$$

となる。

次に、非磁性細線内に蓄積した スピン、スピンの電子密度を $n_{\uparrow}(x)$ 、 $n_{\downarrow}(x)$ とおき 1 次元での拡散方程式を解くと、電子の空間分布は

$$n_{\sigma'} = n_{+, \sigma'} \exp\left(\frac{x}{\lambda}\right) + n_{-, \sigma'} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (4.2)$$

となる。図 (4.1) のようなスピン抵抗回路の境界条件から、

$$\begin{aligned} n_{+, \sigma'} &= \frac{N_0}{2}(1 - \alpha), \quad n_{-, \sigma'} = \frac{N_0}{2}(1 + \alpha), \quad N_0 = n_{+, \sigma'} + n_{-, \sigma'} \\ \alpha &= \frac{(R_{\text{SN}} + R_{\text{SI}} + R_{\text{SF}}) \cosh(\frac{L}{\lambda}) + (R_{\text{SI}} + R_{\text{SF}}) \sinh(\frac{L}{\lambda})}{(R_{\text{SN}} + R_{\text{SI}} + R_{\text{SF}}) \sinh(\frac{L}{\lambda}) + (R_{\text{SI}} + R_{\text{SF}}) \cosh(\frac{L}{\lambda})} \end{aligned} \quad (4.3)$$

^{*1} ここでは純スピン流を考えているので、式 (1.6) で $E = 0$ とすればよい。

を得る。 R_{SN}, R_{SI}, R_{SF} は、それぞれ、非磁性体、接合抵抗、非磁性体のスピン抵抗であり、 L

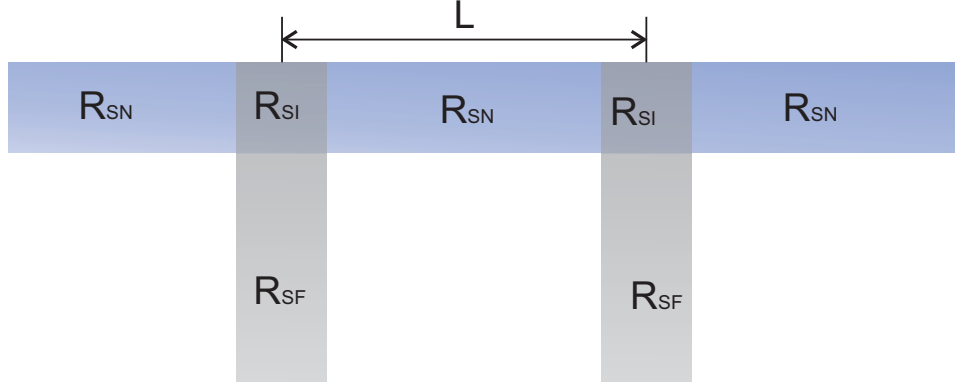


図 4.1. スピン抵抗による仮想回路。

は注入端子から検出端子までの距離を表している。また、式 (4.2) の第 1 項は、トンネル接合 ($R_{SI} \gg R_{SF}, R_{SN}$) の条件下で $n_{+, \sigma'} = 0$ となる。一方、オーミック接合 ($R_{SI} = 0$) の場合には、 $n_{+, \sigma'} < 0$ となる。すなわち、オーミック接合では強磁性検出端子の影響により、電気化学ポテンシャルの減衰がトンネル接合の場合に比べて促進されることを意味する。

式 (4.1)、式 (4.4) から非磁性体中での電子の実効的な速度は、

$$v_{\sigma'} = -D \frac{1}{n_{\sigma'}} \frac{\partial n_{\sigma'}}{\partial x} = -\frac{D}{\lambda} \left(\frac{n_{+, \sigma'} \exp(\frac{x}{\lambda}) - n_{-, \sigma'} \exp(-\frac{x}{\lambda})}{n_{+, \sigma'} \exp(\frac{x}{\lambda}) + n_{-, \sigma'} \exp(-\frac{x}{\lambda})} \right) \quad (4.4)$$

となる。ここで、注入端子位置 ($x = 0$) から検出端子位置 ($x = L$) までの実効的な伝播時間 (τ_D) は、各要素の時間を足し合わせればよいから、

$$\begin{aligned} \tau_D &= \int_0^L \frac{dx}{v} = \frac{\lambda}{D} \left(L + \lambda \ln \frac{n_- - n_+}{n_- - n_+ \exp(\frac{2L}{\lambda})} \right) \\ &= \frac{\lambda}{D} \left(L + \lambda \ln \left(\frac{(R_{SN} + R_{SI} + R_{SF}) \cosh(\frac{L}{\lambda}) + (R_{SI} + R_{SF}) \sinh(\frac{L}{\lambda})}{(R_{SN} + R_{SI} + R_{SF}) (\sinh(\frac{L}{\lambda}) + \cosh(\frac{L}{\lambda}))} \right) \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。次節からこの式 (4.5) を用いて各スピバルブ素子での τ_D を議論する。

4.2 Py / Cu 面内スピバルブ素子における Hanle 効果の接合抵抗依存性

この実験では、接合抵抗が非常に小さいオーミック接合における素子（試料 (I)）と、接合抵抗が無視できないが依然としてオーミック的な特性を示す接合素子（試料 (II)）における Hanle 効果を測定した。その結果、図 3.5 に示すように試料 (I) では Hanle 効果によるスピン蓄積信号の減衰は殆ど起こらず、接合抵抗がより大きい試料 (II) で、Hanle 効果によるスピン蓄積信号の減衰が大きいことを実験的に示した。ここで導出した Dwell time (τ_D) を計算した結果、

試料 (I) では $\tau_D = 24$ ps、試料 (II) では $\tau_D = 34$ ps となる^{*2}。すなわち Dwell time が大きくなった場合、各スピンの歳差運動角が大きくなり、Hanle 効果が大きくなることがわかった。ここで注意として、 R_{SI} は試料 (I) の場合 0.06Ω 、試料 (II) の場合 0.63Ω と約 10 倍異なるが、導出した τ_D の大きさにはそこまでの違いが現れていない (図 4.2)。これは、式 (4.5) で R_{SI} が \ln 項に入っているためである。 L をさらに広げた場合、 τ_D の違いは更に大きくなると期待されるが、ここで L は 800 nm に固定した実験のみ行った。

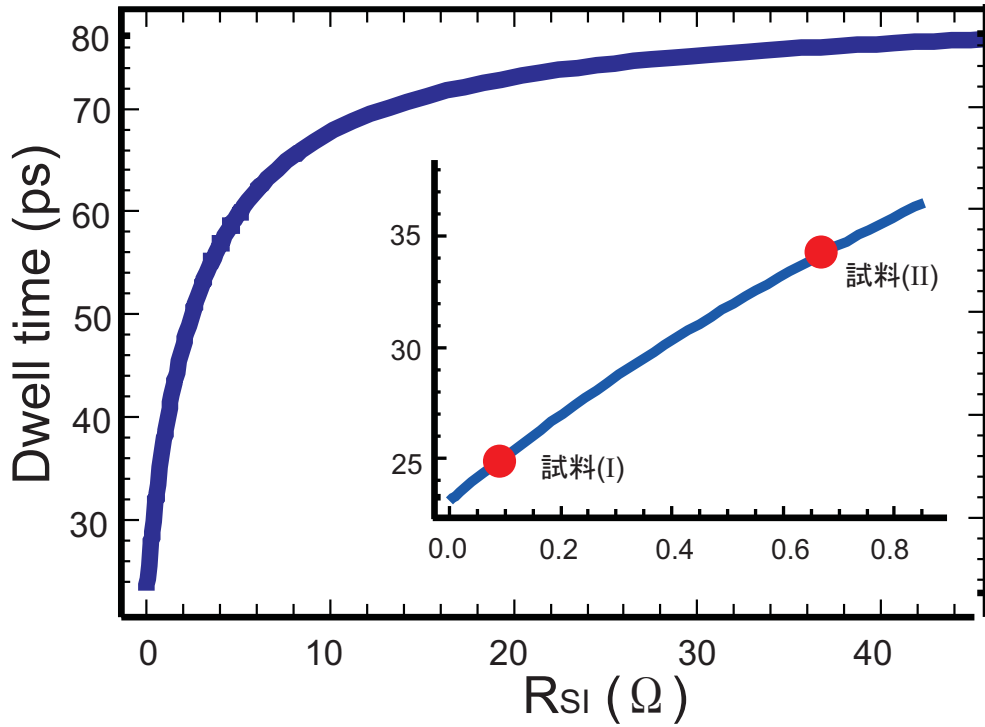


図 4.2. 式 (4.5) から得られる接合抵抗と Dwell time との関係。接合抵抗 (R_{SI}) が大きくなれば、Dwell time が大きくなる。ここでは、 $R_{SN} = 3.21 \Omega$, $R_{SF} = 0.122 \Omega$, $\lambda = 1500$ nm, $L = 800$ nm, $D = 0.015 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ を用いた。挿入図は、 $R_{SI} = 0$ 付近を拡大したものである。

^{*2} この見積もりには次の定数を用いた。 $\lambda_{Cu} = 1500$ nm, $D = 0.015 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, $R_{SF} = 0.122 \Omega$, $\rho_{Cu} = 1.07 \mu\Omega\text{cm}$ 。

4.3 Py / Al 面内スピナルブ素子における Hanle 効果

Py / Cu 面内スピナルブ素子では、トンネル接合素子を作製することは容易でなかった。したがって Py / Al 面内スピナルブ素子に着目した。Py / Al 素子では斜め蒸着の過程が Py / Cu と異なるために、トンネル接合素子を作製し易い。トンネル接合とオーミック接合では、大きく Hanle 効果の振る舞いが異なるので定性的な議論が容易になる。実際、図 3.9 に示すように Py / Al オーミック接合とトンネル接合とで、Hanle 効果によるスピナル蓄積信号の結果が大きく異なった。この結果も式 (4.5) を用いて説明することができる。オーミック接合 ($R_{SI} = 0$)、及びトンネル接合 ($R_{SI} \gg R_{SF}, R_{SN}$) の場合、 τ_D は、

$$\begin{aligned} \tau_D^{\text{Ohmic}} &\xrightarrow{R_{SI}=0, R_{SN} \gg R_{SF}} \frac{\lambda L}{D} \left(1 + \ln \left(\frac{\cosh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}{\cosh\left(\frac{L}{\lambda}\right) + \sinh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} \right) \right) \\ \tau_D^{\text{Tunnel}} &\xrightarrow{R_{SI} \gg R_{SF}, R_{SN}} \frac{\lambda L}{D} \end{aligned} \quad (4.6)$$

と計算することができる。この結果を図 4.3 に示す。横軸を λ で規格化した強磁性端子間の距離、縦軸をスピナル反転時間 τ_{SF} で規格化した Dwell time としてプロットした。図 4.3 から明らかなように、トンネル接合よりもオーミック接合の方が、実行的な伝播時間が小さいことがわかる。

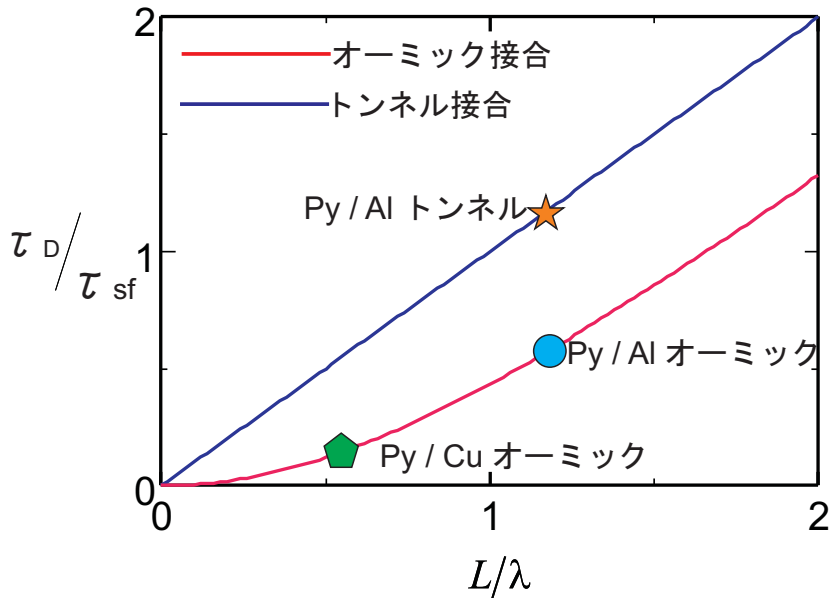


図 4.3. 強磁性端子間距離と Dwell time との関係。横軸はスピナル拡散長で規格化された端子間距離 (x/λ) を示し、縦軸は Dwell time とスピナル反転時間の割合 (τ_D/τ_{sf}) となっている。ここで、 $\tau_{sf}^{\text{Cu}} = 150$ ps、 $\tau_{sf}^{\text{Al}} = 90$ ps、 $L = 800$ nm、 $\lambda_{\text{Al}} = 640$ nm、 $\lambda_{\text{Cu}} = 1500$ nm である。

ここまで行ってきた Hanle 効果の接合抵抗依存性は、簡単なイメージでは図 (4.4) のようになる。すなわち、接合抵抗によってスピン流の電気化学ポテンシャルが変化し、スピンの伝播時間が変化することによって Hanle 効果の接合抵抗依存性が現れる。

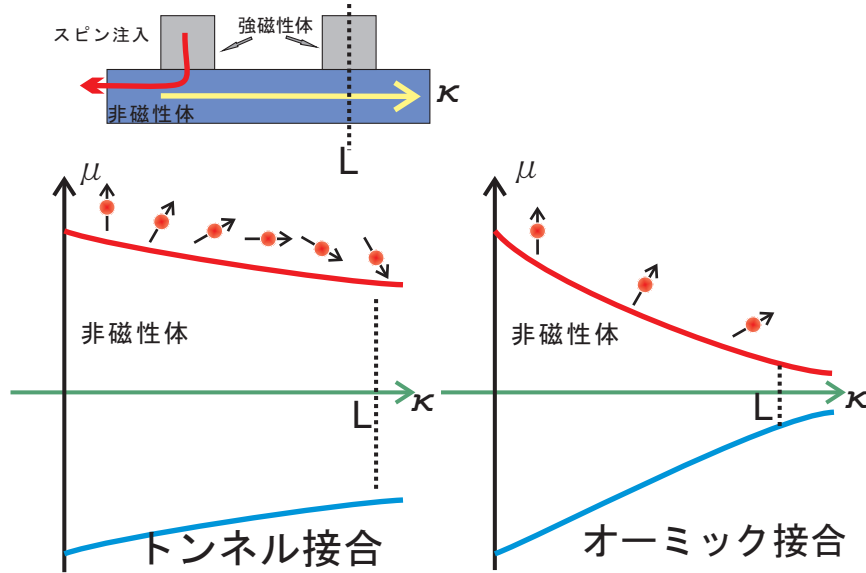


図 4.4. トンネル接合とオーミック接合の場合での電気化学ポテンシャルの模式図。歳差運動が引き起こされた場合、オーミック接合での勾配が大きいことによりスピン伝播時間が小さい。

また図 3.10 に示すように、オーミック接合における Py / Cu 面内スピンプルプ素子と Py / Al 面内スピンプルプ素子を比較すると、後者の Hanle 効果が大きくなったことがわかる。これらは、非磁性細線のスピン抵抗が異なることに起因する。非磁性細線でのスピン抵抗が小さい場合、スピン流は流れやすく、その結果 τ_D は小さくなると考えられる。Al、Cu のスピン抵抗はそれぞれ $R_{Al} = 7.9 \Omega^{*3}$ 、 $R_{Cu} = 3.2 \Omega^{*4}$ であるから、Al の方がスピン流は流れ難く、 τ_D は大きくなるはずである。実際に式 (4.5) から Al、Cu での τ_D はそれぞれ、 $\tau_D^{Al} = 58 \text{ ps}$ 、 $\tau_D^{Cu} = 24 \text{ ps}$ となった。スピン抵抗が小さくスピン流が流れやすい場合、電気化学ポテンシャルの勾配は大きくなり τ_D が減少すると考えられる。また、Py / Cu 接合に比べ Py / Al 接合は、接合抵抗が大きくなることが報告されている²¹。したがってこの点も考慮しなければならないが、今回は、その接合抵抗を無視できると仮定して考察を行った。

4.4 Hanle 効果の強磁性端子材料依存性

スピン抵抗が小さい Py 検出端子が並列接続された非磁性細線では、大きなスピン流が流れる。このことは、電気化学ポテンシャルの勾配が大きくなることを意味し、 τ_D を小さくする。

^{*3} $\lambda_{Al} = 643 \text{ nm}$ 、 $\rho_{Al} = 5.88 \mu\Omega\text{cm}$ 。

^{*4} $\lambda_{Cu} = 1500 \text{ nm}$ 、 $\rho_{Cu} = 1.07 \mu\Omega\text{cm}$ 。

従って、スピン抵抗の大きい Co 検出端子を用いれば、 τ_D が大きくなると考えられた。しかし、図 3.12 に示すように実験結果からは殆ど変化をみることはできなかった。実際に τ_D を計算した結果、Py および Co を用いた場合はそれぞれ、 $\tau_D^{\text{Py}} = 24 \text{ ps}$ となり、 $\tau_D^{\text{Co}} = 37^{*5} \text{ ps}$ となった。このように 10 ps 程度の τ_D の差しかないので、実験的に Hanle 効果の違いを説明することが難しい。しかし、端子間距離をより大きくとれば、Co 検出端子と Py 検出端子での Hanle 効果を実験的に示すことが可能だと考えられる。

^{*5} $R_{\text{Co}} = 1.4 \Omega$

第 5 章

結論

本研究では、様々な面内スピバルブ素子を作製、評価することによりスピン依存伝導現象の解析手段である Hanle 効果について詳細に調べた。

5.1 本研究の総括

1. Hanle 効果を測定することにより、スピンの緩和時間やスピン拡散長を精度よく定めることができる。しかし、これまでの Hanle 効果を用いたスピン緩和時間やスピン拡散長の解析では、面内スピバルブ素子における強磁性細線と非磁性細線の接合抵抗が大きい場合に限られていた。そこで、接合抵抗が無視できるオーミック接合での Hanle 効果を実験的に調べた。
2. 試料作製は斜め蒸着法を用いた。斜め蒸着での作製を行うことによって、大気暴露することなく接合界面が極清浄状態に保つことができる。また、接合抵抗の大きなトンネル接合の酸化条件を制御することができた。
3. 様々な素子の Hanle 効果を測定することにより、次のことを実験的に示した。
 - (a) Hanle 効果の接合抵抗依存性
 - (b) Hanle 効果の非磁性細線材料依存性
 - (c) Hanle 効果の強磁性端子材料依存性

これらの実験結果を解析することで、スピン注入端子からスピン検出端子までの実効的なスピン伝播時間 τ_D を計算することで定量的に議論することができた。非磁性細線中のスピン流の空間分布は、非磁性細線に強磁性細線がオーミック接合されるかトンネル接合されるかで著しく変化する。オーミック接合の場合、大きな電気化学ポテンシャルの勾配によって、大きなスピン流が流れ、実効的なスピン流の伝播時間は小さくなった。一方トンネル接合の場合、スピン流の電気化学ポテンシャルの勾配が小さいので、スピン流の実効的な伝播時間はオーミック接合に比べて大きくなった。また、強磁性細線を変化させた場合、Hanle 効果によるスピン流の減衰の割合に殆ど違いは見られなかった。これは、Hanle 効果に違いをもたらす大きな要因として、強磁性体のスピン抵

抗の影響の存在よりも、接合抵抗の有無や、拡散定数の大きさに影響されるためと考えられる。

5.2 今後の課題

本研究では、Hanle 効果の接合抵抗依存性を明らかにした。しかし、強磁性細線による漏れ磁場の影響がどの程度あるのかを見積もってはいない。その点を考慮すれば、より詳細な Hanle 効果を調べることができるはずである。Hanle 効果は、スピン各々の歳差運動角が検出端子で散逸することから生じる現象であるが、スピン流の散逸には、素子自体の幾何学的な影響も存在するはずである。それらを調べることができれば、より詳細な議論を行うことができると考えられる。

また、工学的応用としては、トンネル接合を考えた場合、Hanle 効果はスピン回転角の制御方法として用いることができるだろう。しかし、素子に垂直に大きな磁場が印加された場合、スピンの情報そのものも減衰してしまうことになる。そこで、オーミック接合を用いることによって磁場によるスピン歳差運動の抑制を行うことができ、スピンの情報を減衰することなく高速に伝達することができると考えられる。しかし、オーミック接合素子を用いた場合、トンネル接合に比べ取り出せる信号が小さくなる。従って、より大きなスピン拡散長を持つ材料が発見されれば、信号も大きく、またスピン情報が減衰し難くなり応用の面では幅が広がると考えられる。

参考文献

- [1] T. Valet and A. Fert, “Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers”, *Phys. Rev. B* **48**(10), 7099–7113 (1993).
- [2] Julliere, “Tunneling between ferromagnetic films”, *Phys. Lett. A* **54A**(3), 225–226 (1975).
- [3] S. Tehrani and e. al, “Magnetoresistive random access memory using magnetic tunnel junctions”, *Proceedings of the IEEE* **91**(5), 703–714 (2003).
- [4] M. Johnson and R. H. Silsbee, “Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals”, *Phys. Rev. Lett.* **55**(17), 1790–1793 (1985).
- [5] F. J. Jedema. *Electrical spin injection in metallic mesoscopic spin valves*. PhD thesis, the University of Groningen, (2002).
- [6] 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**(1), 345–348 (2001).
- [7] F. J. Jedema, H. Heersche, A. Filip, J. Baselmans, and B. van. Wees, “Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve”, *Nature* **416**(2), 713–716 (2002).
- [8] D. Steiauf and M. Fähnle, “Elliott-Yafet mechanism and the discussion of femtosecond magnetization dynamics”, *Phys. Rev. B* **79**(R), 140401 (2009).
- [9] M. A. M. Gijs and G. E. W. Bauer, “Perpendicular giant magnetoresistance of magnetic multilayers”, *Adv. Phys.* **46**(3), 285–445 (1997).
- [10] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, “Boundary Resistance of the Ferromagnetic-Nonferromagnetic Metal Interface”, *Phys. Rev. Lett.* **58**(21), 2271–2273 (1987).
- [11] T. Kimura, J. Hamrle, and Y. Otani, “Estimation of spin-diffusion length from the magnitude of spin-current absorption: Multiterminal ferromagnetic/nonferromagnetic hybrid structures”, *Phys. Rev. B* **72**(1), 014461 (2005).
- [12] S. Takahashi and S. Maekawa, “Spin injection and detection in magnetic nanostructures”, *Phys. Rev. B* **67**(5), 052409 (2003).
- [13] E. I. Rashba, “Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem”, *Phys. Rev. B* **62**(24), R16267–R16270 (2000).
- [14] S. Zhang and P. Lavy, “Time dependence of spin accumulation and magnetoresistance in magnetic multilayers”, *Phys. Rev. B* **65**, 052409 (2002).

- [15] B. Huang and I. Appelbaum, “Spin dephasing in drift-dominated semiconductor spintronics devices”, *Phys. Rev. B* **77**, 165331 (2008).
- [16] M. Johnson and R. H. Silsbee, “Spin-injection experiment”, *Phys. Rev. B* **37**, 5326 (1987).
- [17] M. Johnson and R. H. Silsbee, “Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals”, *Phys. Rev. Lett.* **55**(17), 1790–1793 (1985).
- [18] B. Huang, H.-J. Jang, and I. Appelbaum, “Geometric dephasing-limited Hanle effect in long-distance lateral silicon spin transport devices”, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 162508 (2008).
- [19] J. Li, B. Huang, and I. Appelbaum, “Oblique Hanle effect in semiconductor spin transport devices”, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 142507 (2008).
- [20] 近角聰信. 強磁性体の物理. 裳華房, (1960).
- [21] N. Theodoropoulou, A. Sharma, R. Loloee, P. J. Pratt, W., and J. Bass, “Interface specific-resistance and scattering asymmetry of permalloy/Al”, *J. Appl. Phys.* **99**(9), 08G502 (2006).

謝辞

本研究は東京大学物性研究所大谷研究室において、大谷義近教授の指導の下に遂行することが出来ました。終始温かいご指導と激励を賜り、また素晴らしい実験装置と研究環境を用意して下さいたことにこの上ない感謝をさせていただきます。

木村崇助教(現:九州大学稲盛フロンティア研究センター教授)には、発表技術から適確な研究の指導に到るまで大変多くのことを賜りました。また、精神的にも助けになって頂きました。心より厚くお礼申し上げます。

新見康洋助教には、修士論文作成にあたり多くのことを教えて頂き、何度も推敲して頂きました。厚く感謝の意を申し上げます。

大谷先生がチームリーダーを兼任しておられる理化学研究所基幹研究所量子ナノ磁性チームの福間康裕博士と研究員の方々には、幾度も議論を重ねて頂き大変勉強になりました。感謝いたします。

試料作製にあたりまして、物性研究所の家泰弘教授、勝本信吾教授には、電子線描画装置および電子顕微鏡を使用させていただきました。感謝いたします。

秘書である川村順子様には物性研究所での庶務の際に大変お世話になりました。また様々な相談にも乗っていただき、感謝いたします。理化学研究所アシスタントの石鍋道子様、押森広美様には、理化学研究所での庶務の際にお世話になりました。改めて御礼申し上げます。

新領域創成科学研究科物質系専攻事務の花田幸子様、松崎真紀子様、丹由紀子様には授業や就職関連の書類についての相談等大変お世話になりました。また、川合真紀教授にも就職関連で多大なご迷惑をおかけいたしました。改めて感謝の意を申し上げます。

研究室の先輩である大西さんには様々な事を教えて頂き、研究に対する深い理解が得られました。また修士論文の素晴らしいクラスファイルを作成して下さいたことに感謝いたします。また、筑波大学より長期留学研究員としていらっしゃった諸田さんには研究生活を通じて様々な悩みにも乗ってくださり、ありがとうございました。また、先輩の正木さんや佐藤さん、石田さんにも大変お世話になりました。同期の坂田さんにも、様々な相談に乗って下さりありがとうございました。M1の杉本君、井土君にもよくして頂きました。深く感謝いたします。

また、ここまで研究や勉強をさせて下さった家族に、心より感謝いたします。

平成二十一年度修士論文 面内スピンバルブ素子における Hanle 効果

七海 裕貴