第 1 章

ST-FMR 測定における各物理量の計算式のまとめ

スピントルク強磁性共鳴法 (ST-FMR) を用いたスピン軌道トルク (SOT) 生成効率の定量方法を簡単に述べていく。解析方法の種類は主に三つに分けられる。ここでは、ST-FMR 信号が以下のようなローレンツ関数で表現されること既知とする。

$$V_{mix} = V_{asy}\frac{W(\mu_0 H - \mu_0 H_{FMR})}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{FMR})^2 + W^2} + V_{sym}\frac{W^2}{(\mu_0 H - \mu_0 H_{FMR})^2 + W^2} \tag{1.1}$$

一つ目は FL トルクが無視できるときは、

$$\theta_{\mathrm{SH}}^{\mathrm{eff}} = \xi_{\mathrm{DL}} = \frac{V_{sym}}{V_{asy}}\frac{e\mu_0 M_s t_{FM} t_{NM}}{\hbar}\sqrt{1 + \frac{M_{eff}}{H_{FMR}}} \tag{1.2}$$

と、DL トルク効率を定量することができる。しかし、FL が無視できない時は、強磁性体膜厚が異なる複数サンプルもしくは単一サンプルから定量する方法がある。まず、単一サンプルから求める方法を説明する。

1.1 A single sample

単一サンプルから DL トルク効率を求める方法は主に二つあげられる。一つ目は ST-FMR 信号の S 成分から直接計算する方法がある。これは、試料に流れている電流 I_{RF}, 試料の AMR 変化量 ΔR, 飽和磁化 M_s が別途見積もる必要がある。もう一つは、緩和変調 (DM) を利用した定量方法がある。

1.1.1 current calibration method

試料を流れる電流はジュールヒーティングを利用した方法と、ベクトルネットワークアナライザを利用して、試料から反射するマイクロ波電流から算出する方法が挙げられる。これらを用いることで資料に流れるマイクロ波電流 I_{RF} を見積もれる。
それでは、どのように S 成分から DL トルク効率を算出する方法を述べていく。damping-like torque と field-like torque の有効磁場を $H_L \propto \xi_{\mathrm{DL}} J_e(\hat{\sigma} \times \hat{m})$ と $H_T \propto \xi_{\mathrm{FL}} J_e \hat{\sigma}$ のように定義すると

$$\xi_{\mathrm{DL(FL)}}(T) = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) 4\pi M_s(T) t_{\mathrm{FM}}^{\mathrm{eff}} \left(\frac{H_{L(T)}}{J_e}\right) \tag{1.3}$$

これらの有効磁場は，面内に磁場を印加して，電流を x 軸に流しているとすると [1]

$$V_{\mathrm{sym}} = \frac{I\Delta R}{2} A_{\mathrm{sym}} H_{\mathrm{L}} \cos\theta \sin 2\theta \tag{1.4}$$

$$V_{\mathrm{asy}} = \frac{I\Delta R}{2} A_{\mathrm{asy}} \left(H_y \cos\theta - H_x \sin\theta\right) \sin 2\theta \tag{1.5}$$

普通は H_x(電流に並行な方向にスピン偏極した角運動量が磁化に受け渡されるってこと) はないので，$H_y = H_{\mathrm{T}}$ となる．このとき

$$A_{\mathrm{sym}} = \frac{\gamma\left(H_{\mathrm{res}} + H_1\right)\left(H_{\mathrm{res}} + H_2\right)}{\omega \Delta H \left(2H_{\mathrm{res}} + H_1 + H_2\right)} \tag{1.6}$$

$$A_{\mathrm{asy}} = \frac{\left(H_{\mathrm{res}} + H_1\right)}{\mu_0 \Delta H \left(2H_{\mathrm{res}} + H_1 + H_2\right)} \tag{1.7}$$

である．磁気的な自由エネルギー F を

$$\begin{aligned} F[\theta,\phi] = \quad & F_{\mathrm{Zeeman}}[\theta,\phi] + F_{\mathrm{surf}}[\theta,\phi] + F_{\mathrm{shape}}[\theta,\phi] \\ & + F_U[\theta,\phi] + F_{\mathrm{exch}}[\theta,\phi] \end{aligned} \tag{1.8}$$

$$\begin{aligned} =& \mu_0\left(H + H_{\mathrm{rot}}\right) M d_F \left(\sin\phi \sin\phi_H \cos\left(\theta - \theta_H\right)\right. \\ & \left. + \cos\phi\cos\phi_H\right) + \left(\mu_0 M^2 d_F/2 - K_S\right)\cos^2\phi \\ & - K_U d_F \sin^2\phi \cos^2\left(\theta - \theta_{\mathrm{uni}}\right) \\ & - \mu_0 M d_F H_{\mathrm{ex}} \cos\left(\theta - \theta_{\mathrm{exch}}\right)\sin\phi \end{aligned} \tag{1.9}$$

としたとき，共鳴条件

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 d_F^2 \sin^2\theta}\left[\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\theta^2}\right)\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\phi^2}\right) - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial\phi\partial\theta}\right)^2\right] \tag{1.10}$$

を考えると，

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \mu_0^2\left(H + H_1\right)\left(H + H_2\right) \tag{1.11}$$

となる．ただし

$$H_1 = H_{\mathrm{rot}} + M_{\mathrm{eff}} + H_{\mathrm{exch}} \cos(\theta - \theta_{\mathrm{exch}}) + H_U \cos^2(\theta - \theta_U) \tag{1.12}$$

$$H_2 = H_{\mathrm{rot}} + H_{\mathrm{exch}} \cos(\theta - \theta_{\mathrm{exch}}) + H_U \cos[2(\theta - \theta_U)] \tag{1.13}$$

である．さらに，H_1 が H_{res} に対して小さい場合，$H_{\mathrm{res}} + H_1 \approx M_{\mathrm{eff}}$ とできて，共鳴条件は

$$\mu_0 H_{\mathrm{res}} = \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \frac{1}{\mu_0 M_{\mathrm{eff}}} - \mu_0 H_{\mathrm{rot}} - \mu_0 H_{\mathrm{exch}} \cos(\theta - \theta_{\mathrm{exch}}) - \mu_0 H_U \cos[2(\theta - \theta_U)] \tag{1.14}$$

と書ける．ただ，通常反強磁性体を使用していない限り exchange bias H_{exch} はなく（元論文は反強磁性体 IrMn を使用しているため [1]），一軸異方性 H_U もなく，回転磁気異方性 H_{rot}（元論文では多結晶 IrMn のグレインが Py と結合することによって生じている [1]）もないので，結局 Py/Pt などの試料では $H_1 = M_{\mathrm{eff}}$ で，$H_2 = 0$ となる．

結局，A_{sym} と A_{asy} は

$$A_{\mathrm{sym}} = \frac{\gamma (H_{\mathrm{res}} + M_{\mathrm{eff}}) H_{\mathrm{res}}}{\omega \Delta H (2H_{\mathrm{res}} + M_{\mathrm{eff}})} \tag{1.15}$$

$$A_{\mathrm{asy}} = \frac{(H_{\mathrm{res}} + M_{\mathrm{eff}})}{\mu_0 \Delta H (2H_{\mathrm{res}} + M_{\mathrm{eff}})} \tag{1.16}$$

と簡単になり，これを使えばいい．これから、V_{sym} から $\Delta R, I, M_s$ がわかれば、H_{DL} が逆算することができるため、ξ_{DL} が算出できる。

1.1.2 緩和変調 (DM)

緩和変調法とは、ST-FMR を測定している際に、外部から DC 電流を流しながら測定する際に、SOT によって、電流の極性によってトルクの向きが反転するために、ST-FMR スペクトルの線幅が変化する。この線幅の変化率から ξ_{DL} を見積流ことができる。試料に流れる電流は外部から制御できるが、SOT 生成源に流れる電流量を見積もるため、$\rho_{NM(FM)}$ が必要となる。線幅の変化率と ξ_{DL} は次のような関係がある。また M_s も見積もる必要がある[*1]。

$$\frac{\partial(\mu_0 W)}{\partial(j_{\mathrm{NM}})} = \xi_{\mathrm{DL}} \frac{\omega}{\gamma} \frac{\hbar}{2e} \frac{\sin\theta}{(H_{\mathrm{FMR}} + M_{\mathrm{eff}}/2)\mu_0 M_s t_{\mathrm{FM}}} \tag{1.17}$$

[*1] $M_{eff} = M_s - \dfrac{2K_s}{\mu_0 M_s t_{FM}}$ の関係があり、$K_s \ll 1$ であれば、$M_{eff} \approx M_s$ と近似すれば、M_s を別途求める必要はない。

1.2 Multipul samples

ST-FMR 測定の SA 比から分かる ξ_{FMR} は

$$\xi_{\mathrm{FMR}} = \frac{S}{A}\left(\frac{e}{\hbar}\right) 4\pi M_s t_{\mathrm{FM}}^{\mathrm{eff}} d_{\mathrm{NM}} \sqrt{1 + (4\pi M_{\mathrm{eff}}/H_0)} \tag{1.18}$$

のようになり，この S,A をあらわに書くと

$$S = \frac{\hbar}{2e}\frac{\xi_{\mathrm{DL}} J_e^{\mathrm{rf}}}{4\pi M_s t_{\mathrm{FM}}^{\mathrm{eff}}} \tag{1.19}$$

$$\begin{aligned} A &= (H_T + H_{\mathrm{Oe}}) \sqrt{1 + (4\pi M_{\mathrm{eff}}/H_0)} \\ &= \left(\frac{\hbar}{2e}\frac{\xi_{\mathrm{FL}} J_e^{\mathrm{rf}}}{4\pi M_s t_{\mathrm{FM}}^{\mathrm{eff}}} + \frac{J_e^{\mathrm{rf}} d_{\mathrm{NM}}}{2}\right) \sqrt{1 + (4\pi M_{\mathrm{eff}}/H_0)} \end{aligned} \tag{1.20}$$

となるので，ここから強磁性体の依存性は

$$\frac{1}{\xi_{\mathrm{FMR}}} = \frac{1}{\xi_{\mathrm{DL}}}\left(1 + \frac{\hbar}{e}\frac{\xi_{\mathrm{FL}}}{4\pi M_s t_{\mathrm{FM}}^{\mathrm{eff}} d_{\mathrm{NM}}}\right) \tag{1.21}$$

となる [2]．また，常磁性体の抵抗率 ρ_{NM} が分かっていれば

$$\frac{1}{\xi_{\mathrm{FMR}}} = \frac{1}{\xi_{\mathrm{DL}}^E}\left(\frac{1}{\rho_{\mathrm{NM}}} + \frac{\hbar}{e}\frac{\xi_{\mathrm{FL}}^E}{4\pi M_{\mathrm{s}} t_{\mathrm{FM}} t_{\mathrm{NM}}}\right) \tag{1.22}$$

と書き換えられる．$\xi_{\mathrm{DL,FL}}^E$ は試料に印加された電場あたりの SOT 変換効率と考えられ，単位が spin-Hall conductivity と同じになる．さらに，spin-Hall angle と ξ_{DL} の関係が $G_{\mathrm{NM}} \equiv \sigma_{\mathrm{NM}}/\lambda_{\mathrm{s,NM}}$ であることを考えて，

$$\begin{aligned} \xi_{\mathrm{DL}} &= \theta_{\mathrm{SH}} \left(2G^{\uparrow\downarrow}/G_{\mathrm{NM}}\right) / \left(1 + 2G^{\uparrow\downarrow}/G_{\mathrm{NM}}\right) \\ &= \theta_{\mathrm{SH}} \left(2G_{\mathrm{eff}}^{\uparrow\downarrow}/G_{\mathrm{NM}}\right) \equiv \theta_{\mathrm{SH}} T_{\mathrm{int}} \end{aligned} \tag{1.23}$$

とかけることから，

$$\xi_{\mathrm{DL}}^E = T_{\mathrm{int}} \sigma_{\mathrm{SH}} \tag{1.24}$$

と表せる．この T_{int} は，下で述べるように spin-mixing conductance が分かると定量できる．

さらにお得なことに，強磁性体膜厚依存性は磁化やダンピングの詳細な定量の可能性も与える．spin pumping の理論から FM の隣にある NM などの spin sink になり得る層が

存在するときダンピングは FM 単層の時より増大する．これは界面における spin の受け渡されやすさ (effective spin-mixing conductance $g_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}$) として表現できて，

$$g_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}=\frac{4\pi M_s t_{\rm FM}^{\rm eff}}{\gamma\hbar}(\alpha-\alpha_0)=\frac{4\pi M_s t_{\rm FM}^{\rm eff}}{\gamma\hbar}\Delta\alpha \tag{1.25}$$

と定量できる．結局実際は ST-FMR 信号の線幅の周波数依存性から求めた α の強磁性体膜厚依存性によって

$$\alpha=\frac{\gamma\hbar g_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_s}\frac{1}{t_{\rm FM}^{\rm eff}}+\alpha_0 \tag{1.26}$$

この傾きから計算できる．この α_0 は FM の intrinsic なダンピングである．さらに，effective spin-mixing conductance $G_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}$ は

$$G_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}=\frac{e^2}{h}g_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow} \tag{1.27}$$

となる．（実際は G の方が先に定義されて，ダンピングから出てくる g が後から定義される．）参考までに，これは Pt/CoFe とかだと，g は 10^{19} m^{-2} 弱，G は 10^{15} $\Omega^{-1}\mathrm{m}^{-2}$ 弱くらいの大きさ．さらに，NM の拡散長 $\lambda_{\rm NM}$ がわかれば，

$$G^{\uparrow\downarrow}=\frac{\frac{\sigma_{\rm P_\uparrow}}{2\lambda_{\rm S,NM}}\left(\frac{e^2}{h}\right)g_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}}{\frac{\sigma_{\rm NM}}{2\lambda_{\rm s,NM}}-\left(\frac{e^2}{h}\right)g_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}\coth\left(\frac{d_{\rm NM}}{\lambda_{\rm s,NM}}\right)}=\frac{G_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}}{1-2G_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}/G_{\rm NM}} \tag{1.28}$$

という関係から，spin back flow の存在も考慮した bare な spin-mixing conductance $G^{\uparrow\downarrow}$ を求めることができる．

また，この $G^{\uparrow\downarrow}$ が分かると，spin transparency $T_{\rm int}$ を

$$T_{\rm int}=\frac{G^{\uparrow\downarrow}\tanh\left(\frac{d_{\rm NM}}{2\lambda_{NM}}\right)}{G^{\uparrow\downarrow}\coth\left(\frac{d_{\rm NM}}{\lambda_{\rm NM}}\right)+\frac{G_{\rm NM}}{2}} \tag{1.29}$$

のように求めることができる [3]．これはもちろん 0 以上 1 以下である．以上の中では SML を考慮していない．SML の簡単な考慮の仕方は effective spin-mixing conductance に取り込み

$$g_{\rm eff}^{\uparrow\downarrow}=G^{\uparrow\downarrow}\left[1-(1-\delta)^2\varepsilon\right] \tag{1.30}$$

と書き換える方法である [4]．ただし

$$\varepsilon=G^{\uparrow\downarrow}/\left[G^{\uparrow\downarrow}+\frac{2}{3}k_{\rm F}^2\frac{l_{\rm mf}}{\lambda_{\rm NM}}\tanh\left(\frac{t_{\rm N}}{\lambda_{\rm NM}}\right)\right] \tag{1.31}$$

である．ϵ が spin back flow を表現していて，δ が SML を表していて 0 が SML がなく，1 が完全に界面で loss するということを考えている．$k_{\rm F}$ や $l_{\rm mf}$ は Hall 測定で求め

る．それは次の章でまとめる．

また，飽和磁化と界面の磁気異方性も求められて，ST-FMR 信号の共鳴磁場の周波数依存性から Kittel の式によって有効的な飽和磁化 $\mu_0 M_{\mathrm{eff}}$ を得られるが，それの強磁性体膜厚依存性により

$$\mu_0 M_{\mathrm{eff}} = \mu_0 M_{\mathrm{s}} - \frac{2K_{\mathrm{s}}}{M_{\mathrm{s}} t_{\mathrm{FM}}^{\mathrm{eff}}} \tag{1.32}$$

という関係を使える．K_{s} は界面の垂直磁気異方性エネルギーで Pt/Co だと 1 mJ/m^2 程度である．

第 2 章

Hall effect による物理量の定量

膜厚 d の試料に磁束密度 B，電流 I を流したときに測定した Hall 電圧 V_{H} は

$$V_{\mathrm{H}} = \frac{R_{\mathrm{H}} I}{d} B \tag{2.1}$$

とかける．この比例係数 R_{H} を Hall 定数と呼び，キャリアの電荷 q(電子ならマイナス，正孔ならプラス) と電子密度 n で

$$R_{\mathrm{H}} = \frac{1}{qn} \tag{2.2}$$

とかけるから，Hall 効果を測れば電荷密度を見積もれる．さらに伝導率 σ が分かっていれば，緩和時間 τ は

$$\tau = \frac{\sigma m}{q^2 n} \tag{2.3}$$

と計算できる．ここで $m = 9.11 \times 10^{-31}$ kg である．フェルミ面付近の電子が伝導を担っていると考えられる系だと，フェルミ速度 v_{F} を計算できる．これはフェルミ波数 k_{F} を用いて

$$v_{\mathrm{F}} = \frac{\hbar k_{\mathrm{F}}}{m} \tag{2.4}$$

となる．ただし，$k_{\mathrm{F}} = (3\pi^2 n)^{1/3}$ と計算する．これらから平均自由行程 l_{mf} も定量できて，

$$l_{\mathrm{mf}} = v_{\mathrm{F}} \times 2\tau \tag{2.5}$$

となる．

第 3 章

高調波測定 (Harmonic measurement) による SOT の定量

参考文献

[1] V. Tshitoyan, C. Ciccarelli, A. P. Mihai, M. Ali, A. C. Irvine, T. A. Moore, T. Jungwirth, and A. J. Ferguson. Electrical manipulation of ferromagnetic nife by antiferromagnetic irmn. *Phys. Rev. B*, 92:214406, Dec 2015.

[2] Chi-Feng Pai, Yongxi Ou, Luis Henrique Vilela-Leão, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Dependence of the efficiency of spin Hall torque on the transparency of Pt/ferromagnetic layer interfaces. *Phys. Rev. B*, 92:064426, 2015.

[3] Weifeng Zhang, Wei Han, Xin Jiang, See-Hun Yang, and Stuart S. P. Parkin. Role of transparency of platinum–ferromagnet interfaces in determining the intrinsic magnitude of the spin hall effect. *Nature Physics*, 11:496 EP –, 04 2015.

[4] Xinde Tao, Qi Liu, Bingfeng Miao, Rui Yu, Zheng Feng, Liang Sun, Biao You, Jun Du, Kai Chen, Shufeng Zhang, Luo Zhang, Zhe Yuan, Di Wu, and Haifeng Ding. Self-consistent determination of spin hall angle and spin diffusion length in pt and pd: The role of the interface spin loss. *Science Advances*, 4(6), 2018.