層間交換結合型フェリ磁性体を用いた高速磁壁移動デバイスの開発

Development of high-speed magnetic domain wall devices using interlayer exchange-coupled ferrimagnets

研究代表者　京都大学化学研究所　助教　塩田　陽一
Yoichi Shiota

In this study, we focus on the magnetization dynamics of ferrimagnets, which is different characteristics from that of ferromagnets, and study to realize high-speed magnetic domain wall (DW) devices using interlayer exchange-coupled ferrimagnets with CoFeB/MgO junctions. We fabricated Tb/CoFeB/MgO multilayers as interlayer exchange-coupled ferrimagnets by using sputtering method, and then the CoFeB thickness and temperature dependences of the field-driven DW motion was investigated. It was found that in the creep regime where the DW motion is thermally activated, the DW velocity increases with increasing the CoFeB thickness, which is contrary to a general trend in the ferromagnets. In addition, the DW velocity changes significantly with temperature. Although the more detailed investigation would be necessary to verify the contribution of angular momentum to the DW dynamics in interlayer exchange-coupled ferrimagnets, we hope that our findings will stimulate the development of more complete theory and provide additional knowledge for understanding the underlying physics in the ferrimagnetic DW dynamics in the creep regime.

要旨

本研究では，一般的な強磁性体の磁化ダイナミクスとは異なる特徴を有するフェリ磁性体に着目し，スピントロニクスにおいて応用上重要な CoFeB / MgO 接合を有する層間交換結合型フェリ磁性体を用いた高速磁壁移動デバイスの実現を目指して，研究を遂行した．層間交換結合型フェリ磁性体として Tb/CoFeB/MgO 接合をスパッタリング法により作製し，磁場駆動による磁壁速度の CoFeB 膜厚依存性および温度依存性を測定した．その結果，磁壁移動が熱活性のクリープ領域においては，CoFeB の膜厚が厚くなるにつれて磁壁移動速度が速くなることがわかり，これはこれまで報告されている強磁性体 Co とは逆の傾向が得られた．また温度によっても磁壁移動速度が大幅に変化する結果が得られた．

1．　まえがき

情報化社会の発展において，AI や IoT などの新しい技術の普及には，ビッグデータの高速処理が鍵であり，電子デバイスの低消費電力・高速化が求められている．そこで，スピントロニクスでは電子スピンの情報不揮発性を利用した磁気メモリの開発が精力的に行われている．特に，磁区と磁区との境界である“磁壁”を利用したデバイスは，断面の直径がナノメートルサイズの磁性細線上に多数の磁壁を作ることができ，磁場や電流によって移動させることによって演算や情報処理を行うことができるため，磁気メモリや脳型コンピュータなどへの応用が期待されている[(1)(2)].

材料に着目すると，これまでスピントロニクス分野において重要な役割を担ってきたのは，すべての磁気モーメントが同じ方向揃った強磁性体である．スピントロニクスデバイスのさらなる高集積化・高速動作化に向けて，漏れ磁場が無く高い共鳴周波数（～THz）を有する反強磁性体が近年脚光を浴びている[(3)]．しかし，全体として磁化がゼロであるために磁化方向の制御・検出に課題があり，反強磁性体におけるスピンダイナミクスの研究手法および応用は限定

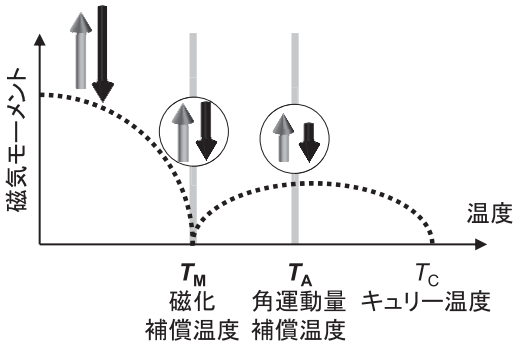

図 1 3d 遷移金属 - 4f 希土類金属で構成されるフェリ磁性体における磁気モーメントの温度依存性の一例.

されている．一方，3d 遷移金属（Fe, Co, Ni など）－4f 希土類金属（Gd, Tb など）で構成される“フェリ磁性体”は，互いの磁気モーメントが反強磁性的に結合しており異なる温度依存性を示すことから，正味の磁気モーメントは図 1 に示すような温度依存性を示し，全体の磁化がゼロになる磁化補償温度（T_M）が存在する．また 3d 元素と 4f 元素で異なるg因子を持つため，T_Mとは異なる温度に正味の角運動量がゼロになる角運動量補償温度（T_A）が存在する（図 1）．つまり，フェリ磁性体はT_Aにおいて「磁化はあるが角運動量はゼロである」という反強磁性体とは全く異なる性質を持つ．

フェリ磁性体は，古くは光磁気ディスクの記録媒体として使われていた材料であり，一般的によく知られた材料である．そのため，光との相互作用に着目した研究がこれまでに多く報告されており，代表的なものとして，放射光を利用した光高速磁化反転[4]や光の偏光状態に依存した全光型磁化反転[5]が挙げられる．

一方，近年の微細加工および測定技術の発展により，フェリ磁性体の角運動量補償温度T_Aにおけるスピンダイナミクスに着目した研究が多く報告されるようになってきた．その発端となったのが，Kim らによって報告された合金フェリ磁性体 GdFeCo 薄膜の角運動量補償温度T_Aにおける磁壁移動速度の急峻な増大である[6]．通常，磁壁移動速度は磁場と共に増加するが，ある磁場を境に急激に速度が低下する（ウォーカーブレークダウンと呼ばれる）．ウォーカーブレークダウンは磁場からのトルクが大きすぎて磁壁内の磁化が回転してしまうことが原因であるが，角運動量がゼロである角運動量補償温度T_Aでは磁場からのトルクが打ち消し合いウォーカーブレークダウンが起こらず，磁場に比例して磁壁移動速度が増大する．このことは，T_Aにおいてフェリ磁性体が反強磁性的なスピンダイナミクスを持つことを示した実験結果であり，フェリ磁性体がスピントロニクス応用の新たな材料として注目されるきっかけを作った[7]．

これまでに報告されている多くの研究は図 2(a)に示したような 3d 遷移金属と 4f 希土類金属の合金で構成された“合金フェリ磁性体”を用いて行われたものであった．一方，図 2(b)に示すように 3d 遷移金属と 4f 希土類金属を接合させた場合，界面のそれぞれの磁気モーメントが層間交換結合により反強磁性的に結合することが知られており，この構造でも合金フェリ磁性体と同様に磁化補償温度T_Mを持つ．本研究ではこの構造を“層間交換結合型フェリ磁性体”と呼ぶ．

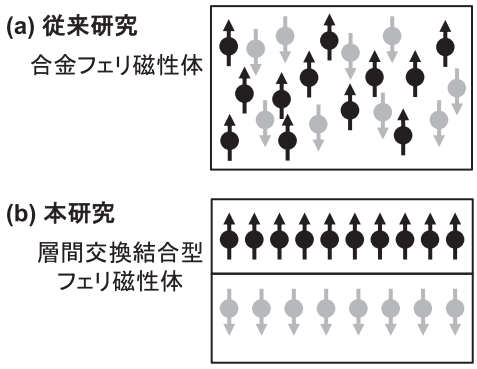

図 2 (a)合金フェリ磁性体，および (b)層間結合型フェリ磁性体の磁気構造．

この構造を用いることで，スピントロニクスデバイスへの応用に向けて重要となる CoFeB/MgO 接合を利用することが可能となる．CoFeB/MgO 接合には以下の利点が存在する．

- 巨大なトンネル磁気抵抗効果[8]
- 界面垂直磁気異方性[9]
- 電界による磁気特性の制御[10]

つまり，層間結合型フェリ磁性体を用いることで合金フェリ磁性体にはない新たなスピントロニクス機能を追加することが可能となる．そこで本研究では，スピントロニクス応用に重要な CoFeB/MgO 接合を有する層間交換結合型フェリ磁性体を用いた高速磁壁移動デバイスの開発を目的に研究を行った．

2．実験方法

2．1　試料作製

マグネトロンスパッタリング法を用いて図 3(a)に示す構造の試料を作製した．試料基板には熱酸化膜付きシリコン基板を用いた．下地層として Ta (3.0 nm)を用い，4f 希土類である Tb (5.0 nm)の上に $Co_{20}Fe_{60}B_{20}$ (t_{CoFeB} nm) / MgO (1.1 nm)を製膜した．まず，室温における磁気特性を評価するために，磁気光学 Kerr 顕微鏡を用いて垂直磁場における磁気ヒステリシスを測定した（図 3(b)）．その結果，t_{CoFeB} = 0.8 – 1.6 nm の膜厚範囲においては全て角型の磁気ヒステリシス

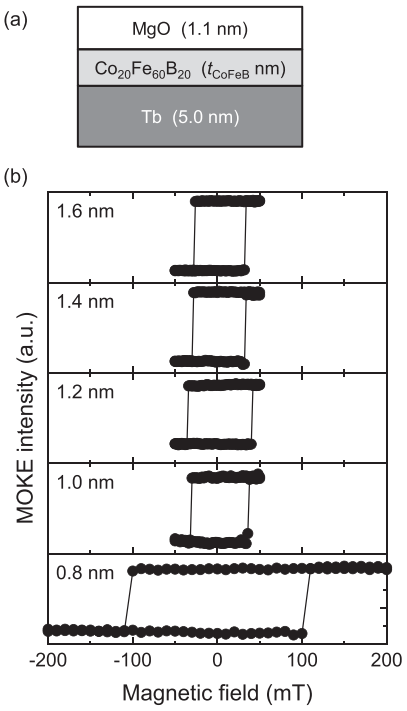

図 3 (a)作製した試料の積層構造. (b)様々な CoFeB 膜厚における垂直磁場下での磁気ヒステリシス曲線.

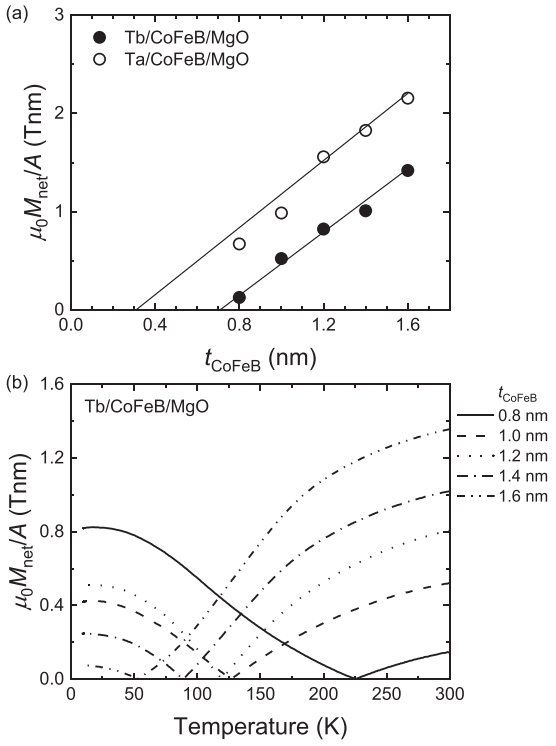

図 4 (a)単位面積当たりの磁気モーメント$\mu_0 M_{\mathrm{net}}/A$の CoFeB 膜厚依存性. (b)様々な CoFeB 膜厚における$\mu_0 M_{\mathrm{net}}/A$の温度依存性.

が得られ, 垂直磁化容易軸であることが分かった. Tb 層の無い Ta 下地層の上に CoFeB/MgO 層を製膜した試料も作製し同様の評価を行ったところ, t_{CoFeB} = 0.8 – 1.0 nm の膜厚範囲でしか角型のヒステリシスが得られなかったことから, 4f 希土類である Tb 層を下地としたことで, 正味の磁化が減少し, 垂直方向に立ちやすくなったことが考えられる. また図 3(b)より CoFeB 膜厚が薄くなるにつれて保磁力が増加しており, 特にt_{CoFeB} =0.8 nm の試料においては 100 mT を超える保磁力が得られた. 保磁力の変化は CoFeB 膜厚に対して垂直磁気異方性および磁化補償温度T_Mが変化していることが考えられる.

２．２　磁気特性評価

次に SQUID（超電導量子干渉素子）磁気特性測定システムを用いて, 作製した試料の室温における飽和磁化および磁化補償温度T_{M}を評価した. 図 4 (a)に単位体積当たりの磁気モーメント$\mu_0 M_{\mathrm{net}}/A$を様々な CoFeB 膜厚で測定した結果を示す. 層間交換結合型フェリ磁性体におけるM_{net}/Aは以下の関係式で表すことができる.

$$M_{\mathrm{net}}/A = \left| M_{\mathrm{s,CoFeB}} t_{\mathrm{eff,CoFeB}} - M_{\mathrm{s,Tb}} t_{\mathrm{eff,Tb}} \right| \quad (1)$$

ここで, $M_{\mathrm{s,CoFeB}}, M_{\mathrm{s,Tb}}$は飽和磁化, $t_{\mathrm{eff,CoFeB}}, t_{\mathrm{eff,Tb}}$は実効膜厚を表す. 実効膜厚というのは, デッドレイヤーと呼ばれる磁気モーメントを持たない層を差し引いた膜厚の事である. まず図 4 (a)において Tb 層の無い Ta/CoFeB/MgO 膜における結果の線形フィットの傾きとx軸との交点から, CoFeB の飽和磁化とデッドレイヤーの膜厚はそれぞれ 1.7 T と 0.30 nm と見積もることができた. 次に層間交換結合型フェリ磁性体である Tb/CoFeB/MgO 膜における結果についても同様に線形フィットの傾きから, 飽和磁化は 1.6 T と見積もることができた. この試料では Tb 層の膜厚は 5.0 nm に固定している. つまり, 式(1)の関係式よりこの 1.6 T という値は Tb 上の CoFeB 層の飽和磁化を表しており, Ta 上の CoFeB 層と Tb 上の CoFeB 層はほぼ同じ飽和磁化を有していることが分かった. またデッドレイヤーの膜厚については, Tb 上の CoFeB 層の方が大きくなっているようにみえるが, これは Tb の磁気モーメントが CoFeB の磁気モーメントと逆向きに結合しているためである. つまり, 図 4(a)において Ta/CoFeB/MgO と Tb/CoFeB/MgO の差分が$\mu_0 M_{\mathrm{s,Tb}} t_{\mathrm{eff,Tb}}$の大きさに対応する.

次に磁化補償温度T_{M}を評価するために, 磁場を加

えない状態で磁気モーメントの温度依存性を 10 ~ 300 K の温度範囲で測定を行った結果を図 4 (b)に示す．強磁性体の場合，磁気モーメントは低温になるにつれて単調に増加するのに対して，Tb/CoFeB/MgO 接合の試料では，ある特定の温度において磁気モーメントがゼロになる温度が存在する．これは，Tb と CoFeB の磁気モーメントが界面において層間交換結合を介して反平行に結合していることを示唆しており，CoFeB/MgO 界面を有する層間交換結合型フェリ磁性体の作製に成功したことを意味する．また磁化補償温度T_{M}はt_{CoFeB} = 1.6 nm の試料において 50 K で，CoFeB 膜厚が薄くなるにつれて高温側にシフトする振る舞いが得られた．

２．３　磁壁移動速度の評価方法

磁壁移動速度を評価するために，電子線描画装置および Ar イオンミリングを用いて作製したデバイスおよび測定セットアップを図 5 に示す．

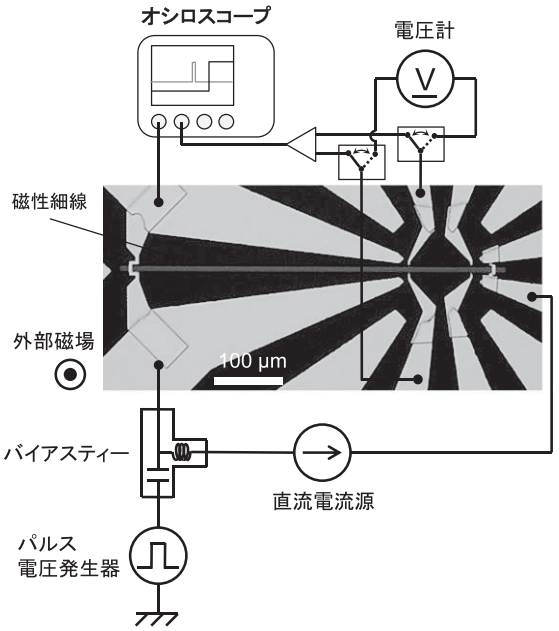

図 5 微細加工後のデバイスの光学顕微鏡図と磁壁移動速度評価に用いた測定セットアップ

具体的な測定手順は以下の通りである．

①単磁区化

フェリ磁性体の磁化が飽和するだけの十分大きな外部磁場を加えることで，磁性細線中の正味の磁気モーメントの向きを揃えて単磁区化する．

②磁壁の導入

単磁区化のための印可した磁場とは逆方向かつ保磁力より小さなアシスト磁場を印加し，磁壁導入線にパルス電流を加えることで発生するパルス磁場によって，磁性細線に磁壁を導入する．この時，パルス信号をオシロスコープに入力しその信号をトリガとする．

③磁壁移動速度の測定

アシスト磁場によって磁壁が移動しホールバー（磁性細線が交差しているところ）に到達すると，異常ホール効果によってホール電圧が変化する．この電圧を差動アンプによって増幅後にオシロスコープで測定することで，磁壁が到達したことを確認することができる．この時，パルス電流を印加してからの磁壁の到達時間を評価することで磁壁移動速度を評価することができる．

④様々な条件下における磁壁移動速度の測定

①から③の測定を様々なアシスト磁場強度において測定することで，磁壁移動のダイナミクスを測定する．また CoFeB 膜厚の異なる試料や測定温度を変化させることで磁壁移動速度と角運動量の関係を明らかにする．

３．実験結果および考察

３．１　Tb/CoFeB/MgO における室温での磁壁移動速度の CoFeB 膜厚依存性[1]

図 6 (a) – (d)にt_{CoFeB} = 1.0 – 1.6 nm の試料において測定した室温における磁壁移動速度の外部磁場依存性を示す．それぞれの磁壁速度を比較しやすくするために，グラフの縦軸と横軸のスケールは同じにした．挿入図は縦軸と横軸のスケールを拡大したものである．また異常ホール電圧を測定するために磁性細線に電流を流す必要があり，磁壁移動速度に電流による効果（例えば，スピントランスファートルクやスピン軌道トルクの影響など）を排除するために，+0.2 mA または-0.2 mA の電流を加えながら評価を行ったところ，+0.2 mA と-0.2 mA で磁壁移動速度に全く差が見られないことから，今回の実験では電流による効果は考慮する必要が無いことがわかった．磁壁移動速度に着目すると，図 6 (c)に示すt_{CoFeB} = 1.4 nm の時に，最大の磁壁移動速度が得られた．しかし，磁壁移動速度は最大でも 6 m/s 程度と比較的緩やか移動が観測された．これは熱活性によって磁壁が移動

するクリープと呼ばれる現象が考えられる．

磁壁が移動する際，実際の磁性体中には不純物や格子欠陥が存在し，それが磁壁の駆動を妨げピニングポテンシャルをつくる．そのため，磁壁がピニングポテンシャルを脱して動き始めるための磁場の閾値（デピニング磁場）が存在するが，有限の温度の下では熱活性によって確率的にエネルギー障壁を超えられるようになるため，デピニング磁場よりも小さな外部磁場の下でも磁壁は移動することが可能である．このように熱活性によって磁壁が移動する現象を磁壁クリープ現象と呼ぶ．

この熱活性領域における磁壁移動速度v_{DW}は以下の関係式で表される[11]．

$$v_{DW} = v_0 \exp\left[-\frac{U_{\mathrm{c}}}{k_{\mathrm{B}}T}\left(\frac{H_{\mathrm{crit}}}{H}\right)^{\mu}\right] \qquad (2)$$

ここでv_0はエネルギー障壁$\Delta E = U_c\left(\frac{H_{\mathrm{crit}}}{H}\right)^{\mu}$がゼロの時の特徴的な速度定数，$U_{\mathrm{c}}$はピニング障壁のスケーリングエネルギー障壁，$H_{\mathrm{crit}}$は 0 K において磁壁駆動に必要な臨界磁場，$k_{\mathrm{B}}$はボルツマン定数である．指数$\mu$について，金属強磁性体中の磁場駆動による磁壁移動では$1/4$となる[11]．

そこで，図 6 の横軸を$(\mu_0 H)^{-1/4}$，縦軸を対数でプロットした結果を図 7(a)に示す．磁壁移動速度が十分遅い領域（$v_{DW} < 10^{-2}$ m/s）においては式(2)に従って変化していることから，本測定で観測された磁壁移動はクリープ領域であることがわかる．また式(2)

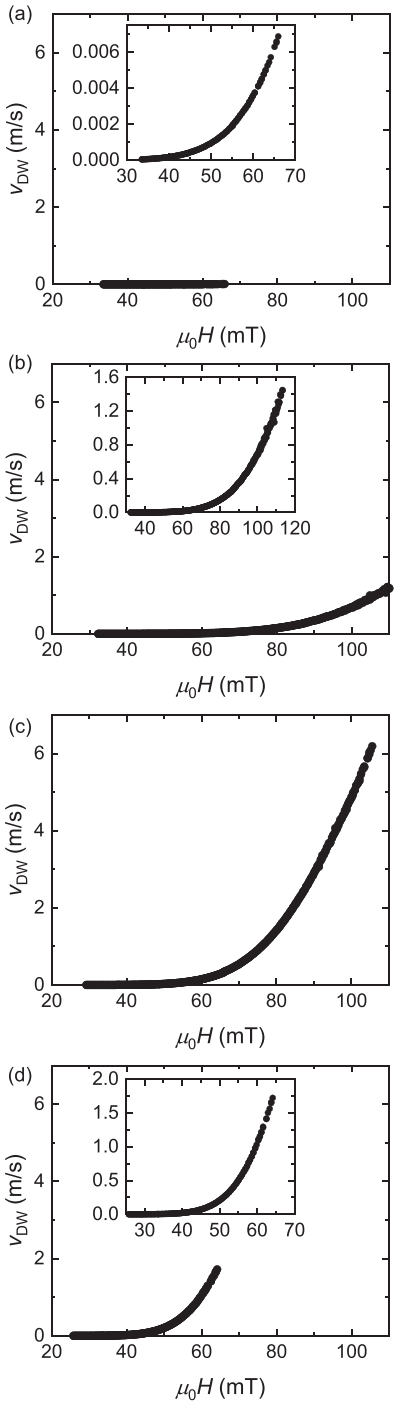

図6 室温における磁壁移動速度の磁場依存性．(a) t_{CoFeB} =1.0 nm (b) t_{CoFeB} =1.2 nm (c) t_{CoFeB} =1.4 nm (d) t_{CoFeB} =1.6 nm

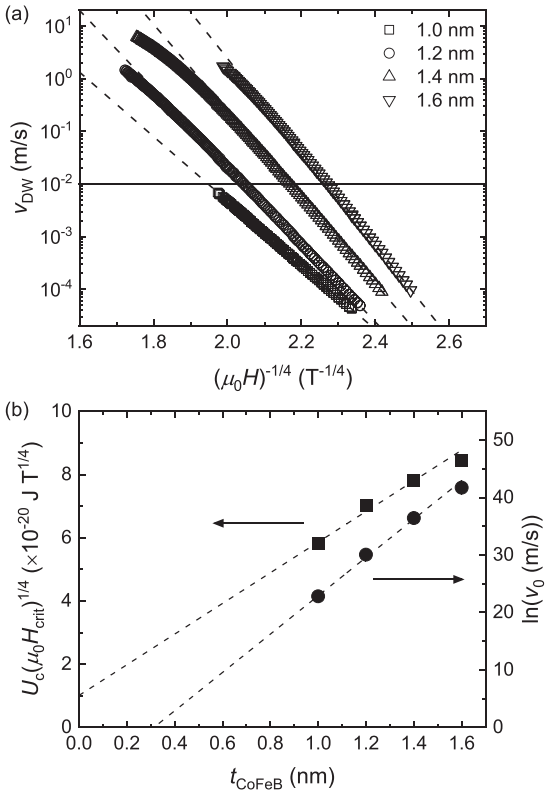

図 7 (a) 様々な CoFeB 膜厚における$(\mu_0 H_{\mathrm{ext}})^{-1/4}$ vs v_{DW}のプロット．点線は$v_{\mathrm{DW}} < 10^{-2}$ m/s の領域において式(2)を用いたフィット曲線． (b) $U_{\mathrm{c}} {H_{\mathrm{crit}}}^{1/4}$と$\ln v_0$の CoFeB 膜厚依存性．点線は線形フィットから得られた曲線．

を用いたフィッティングから得られた$U_c(\mu_0 H_{crit})^{1/4}$と$\ln v_0$の CoFeB 膜厚依存性を図 7(b)に示す．その結果，それぞれの値はCoFeB 膜厚に対してほぼ線形に増加することが分かった．$U_c(\mu_0 H_{crit})^{1/4}$に関しては，磁性層の膜厚に対して線形に増大することが強磁性体薄膜Coを用いた先行研究[12]で指摘されており，その傾向と一致している．また$\ln v_0$に関しては，ダンピング定数の逆数に比例することが知られており，CoFeB 膜厚の増大によってダンピング定数が小さくなり$\ln v_0$が膜厚に対して増大したことが考えられる．しかしながら，強磁性体薄膜Coを用いた先行研究[12]ではそれぞれのパラメータを膜厚に対して線形フィットした時のx軸との交点がデッドレイヤーと一致することが指摘されているが，本研究で用いた層間結合型フェリ磁性体Tb/CoFeB/MgO を用いた図 7(b)の結果を見ると，線形フィットから得られるx軸との交点は明らかに一致しないことがわかる．また図 7(a)の結果から CoFeB 膜厚が厚くなるにつれて磁壁移動速度が速くなっていることがわかる．式(2)より磁壁移動速度はv_0の増大または$U_c H_{crit}{}^{1/4}$の減少によって早くなることがわかる．つまり，層間交換フェリ磁性体の場合，v_0の CoFeB 膜厚依存性が磁壁移動速度に対してより支配的に寄与することが分かった．これは強磁性体薄膜Co を用いた先行研究[12]とは異なる傾向であり，層間交換フェリ磁性体特有の現象である可能性がある．

３．２　Tb/CoFeB/MgO における磁壁移動速度の温度依存性[2]

Tb/CoFeB/MgO における磁壁ダイナミクスの詳細をさらに調査するために，t_{CoFeB} = 1.0 nm の試料における磁壁移動速度の温度依存性を測定した．この試料の磁化補償温度は図 4(b)より 126 K である．また CoFeB, Tb のg因子をそれぞれ 2.16, 1.53 という値を用いて見積もられた角運動量補償温度は 198 K であった．磁壁移動速度の評価方法は２．３で記載したものと同じ方法を用い，温度依存性を評価するために極低温プローバを用いて測定を行った．

図 8(a)は様々な測定温度で測定した磁壁移動速度v_{DW}を$(\mu_0 H)^{-1/4}$に対してプロットした結果である．フェリ磁性体は磁化補償温度に近づくにつれて保磁力が増大するため，今回磁壁移動速度の評価を行う

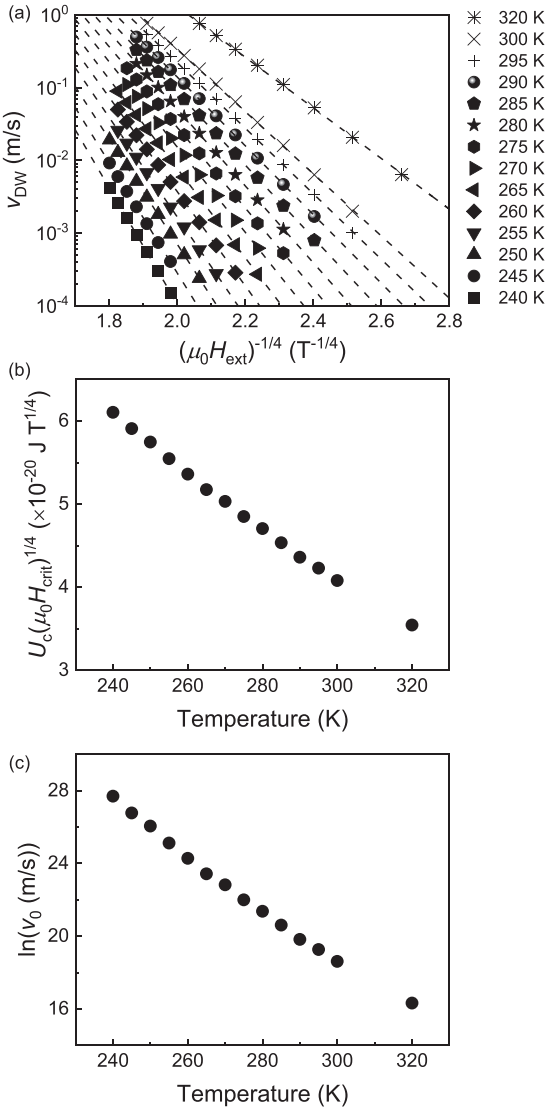

図 8 (a) 様々な測定温度における$(\mu_0 H_{ext})^{-1/4}$ vs v_{DW}のプロット．点線は式(2)を用いたフィット曲線．(b) $U_c H_{crit}{}^{1/4}$および (c) $\ln v_0$の温度依存性．

ことができたのは 240 K 以上の温度であった．図 8(a)に示すように，磁壁移動速度v_{DW}はすべての温度範囲において式(2)を用いた曲線で表すことができるため，磁壁移動はクリープ領域であった．また式(2)のフィッティングから得られた$U_c(\mu_0 H_{crit})^{1/4}$と$\ln v_0$の温度依存性を図 8(b)(c)に示す．これらの結果から，温度上昇に伴って$U_c(\mu_0 H_{crit})^{1/4}$と$\ln v_0$は減少している一方で磁壁移動速度$v_{DW}$は増加していることから，$U_c(\mu_0 H_{crit})^{1/4}$の温度依存性が磁壁移動速度に大きく寄与していることがわかる．これは３．１で議論した磁壁移動速度の CoFeB 膜厚依存性とは異なることが分かった．$U_c(\mu_0 H_{crit})^{1/4}$と$\ln v_0$の温度依存性につ

いて，まだ十分な理解を得られるほどの実験データは得られていないが，これまでにフェリ磁性体におけるクリープ領域の磁壁ダイナミクスを説明する理論は構築されておらず，今後さらなる実験的な検証が必要である．

４．まとめ

本研究では，スピントロニクス応用に重要なCoFeB/MgO接合を有する層間交換結合型フェリ磁性体を用いた高速磁壁移動デバイスの開発に取り組んだ．CoFeB/MgO接合を4f希土類金属であるTb上に成膜する事で，TbとCoFeB界面において層間交換結合によりそれぞれの磁気モーメントが反強磁性的に結合することで，磁化補償温度を有するTb / CoFeB / MgO接合を作製した．また磁化補償温度はCoFeB膜厚によって変化させることが可能であり，膜厚によって磁気特性を容易に制御できることを示した．次に，磁壁移動速度のCoFeB膜厚依存性および測定温度依存性を測定し，クリープ領域での磁壁ダイナミクスの解析を試みた．まずCoFeB膜厚依存性に関しては，CoFeB 膜厚が厚くなるにつれて磁壁移動速度が速くなるという結果が得られ，これはこれまで報告されている強磁性体Co薄膜の結果とは逆の傾向が得られ，v_0のCoFeB膜厚依存性が磁壁移動速度に対してより支配的に寄与することが分かった．また温度依存性に関しては，温度上昇に伴い磁壁移動速度が速くなり，$U_c(\mu_0 H_{crit})^{1/4}$の温度依存性が磁壁移動速度に大きく寄与していることが分かった．

今回の実験では層間交換結合型フェリ磁性体における角運動量と磁壁移動速度との明瞭な関係を見出すことはできなかった．その理由として，合金フェリ磁性体で観測された角運動量補償温度における磁壁速度の急峻な増大は，磁壁移動がフロー領域と呼ばれる領域で観測されたことが挙げられる．本研究で用いた層間交換結合型フェリ磁性体 Tb/CoFeB/MgOは，おそらく磁性細線中に磁壁にとっての不純物や欠陥が多く存在するために，磁壁移動がクリープ領域を抜け出すことができなかったことが考えられる．ただし，フェリ磁性体におけるクリープ領域の磁壁ダイナミクスはこれまでほとんど研究されておらず，詳細なメカニズムを説明する理論はこれまでに構築されていない．本研究はその足掛かりとなる結果が得られたのではないかと考えている．

発表論文

[1] Y. Hirata, K. Noda, Y. Shiota, T. Moriyama, and T. Ono, “Field-driven domain wall creep motion in ferrimagnetic Tb/CoFeB/MgO microwires”, Japanese Journal of Applied Physics **60**, 020902 (2021).

[2] Y. Shiota, K. Noda, Y. Hirata, K. Kuwano, S. Funada, R. Hisatomi, T. Moriyama, M. Stebliy, A.V. Ognev, A.S. Samardak, and T. Ono, “Temperature dependence of domain wall creep motion in ferrimagnetic Tb/CoFeB/MgO microwires”, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **553**, 169251 (2022).

口頭発表，受賞等

[3] 野田薫，平田雄翔，塩田陽一，森山貴広，小野輝男，「フェリ磁性 Tb/CoFeB/MgO 薄膜のクリープ領域における磁場駆動磁壁移動」，第75回日本物理学会年次大会（2020年3月16日～19日）．

参考文献

（1） S.S.P. Parkin et al., “Magnetic domain-wall racetrack memory”, Science **320**, 190-194 (2008).

（2） Z. Luo et al., “Current-driven magnetic domain-wall logic”, Nature **579**, 214-218 (2020).

（3） V. Baltz et al., “Antiferromagnetic spintronics”, Reviews of Modern Physics **90**, 015005 (2018)

（4） I. Radu et al., “Transient ferromagnetic-like state mediating ultrafast reversal of antiferromagnetically coupled spins”, Nature **472**, 205-208 (2011).

（5） S. Mangin et al., “Engineered materials for all-optical helicity-dependent magnetic switching”, Nature Materials **13**, 286-292 (2014).

（6） K.-J. Kim et al., “Fast domain wall motion in the vicinity of the angular momentum compensation temperature of ferrimagnets”, Nature Materials **16**, 1187-1192 (2017).

（7） S.K. Kim et al., “Ferrimagnetic spintronics”, Nature Materials **21**, 24-34 (2022).

（8） S. Yuasa et al., “Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions”, Nature Materials **3**, 868-871 (2004).

（9） S. Ikeda et al., “A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction”, Nature Materials **9**, 721-724 (2010).

（１０） Y. Shiota et al., “Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses”, Nature Materials **11**, 39-43 (2012).

（１１） S. Lemerle et al., “Domain wall creep in an Ising ultrathin magnetic film”, Physical Review Letters **80**,

849-852 (1998).
(12) D.-Y. Kim et al., "Huge domain-wall speed variation with respect to ferromagnetic layer thickness in ferromagnetic Pt/Co/TiO_2/Pt films", Applied Physics Letters **112**, 062406 (2018).