

信州大学審査学位論文

磁気スキルミオンバブルを用いた新規デバイスの基礎研究

2019 年 09 月

信州大学大学院

総合工学系研究科 システム開発専攻

馬 闌

博士卒業論文

目次

第 1 章 緒論

1.1	本研究の背景と目的	2
1.2	本論文の構成	4
1.3	参考文献	6

第 2 章 レーザーマイクロカー効果顕微鏡の製作方法

2.1	はじめに	10
2.2	レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡	11
2.3	レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の製作	12
2.3.1	磁区構造の観察	12
2.3.2	磁気特性の測定	14
2.4	レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の各実験への応用	22
2.5	参考文献	24

第 3 章 磁気特性の変化及び磁気スキルミオンバブルの生成

3.1	はじめに	29
3.2	試料作製及び測定方法	31
3.2.1	厚さ勾配を有する試料の作製	31
3.2.2	厚さ勾配を有する試料の測定方法	38
3.3	膜構造の最適化及び磁気特性	38

3.4	ゲート電圧印加試料の磁気特性	41
3.4.1	厚さ勾配を有する試料の磁気特性	41
3.4.2	ゲート電圧 V_G 印加時の磁気特性	44
3.5	薄膜試料の磁区構造	49
3.6	Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用(DMI)の測定	51
3.7	スキルミオンバブルの観察	60
3.8	電界によるスキルミオンバブルの往復運動	68
3.9	シミュレーションによるスキルミオンバブルの生成	74
3.10	スキルミオンホール効果	86
3.11	垂直磁気異方性勾配によって生じる推進力	88
3.12	参考文献	91
第4章 スキルミオントランジスタの作製		
4.1	はじめに	98
4.2	磁気トランジスタ	98
4.3	レーストラックの最適化と磁気特性	99
4.4	電界効果磁気トランジスタの作製	102
4.5	参考文献	114
第5章 本研究の結論と将来の展望		
5.1	結論	120
5.2	将来の展望	123
謝辞		124

研究業績 · · · · ·	126
----------------	-----

図目次

2. 1	レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡本体の模式図	13
2. 2	レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡による焼結系 Mn-Al 合金の 表面観察結果	14
2. 3	AC-DC 電源と AD8266 のみを使用したフォトダイオード用アンプ回路 の設計図	15
2. 4	フォトダイオード用アンプ回路を用いて Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結 果	15
2. 5	AC-DC 電源、AD8266 と 0.047 μ F のコンデンサのみを使用したアンプ 回路の回路図	16
2. 6	Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結果	16
2. 7	AC-DC 電源またはモバイルバッテリー、及び三つの AD8266 とフィルタ ー回路を使用したアンプ回路の回路図	17
2. 8	図 2.5 のアンプ回路と AC-DC 電源を用いて Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定 結果	18
2. 9	図 2.5 のアンプ回路とバッテリー電源を用いて Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定 結果	18
2. 10	バッテリー電源と三つの計装アンプ(AD8266)と OP アンプ(OP1177)を実 装した回路図	20
2. 11	図 2.10 の回路による Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結果	20
2. 12	図 2.10 のアンプ回路による Co-Ni/ Pt 多層薄膜の垂直方向測定結 果	21
2. 13	Co-Ni/ Fe-Co 薄膜応力印加前後において図 2.10 のアンプ回路使用時の 面内容易軸方向測定結果	22
2. 14	Co-Ni/ Fe-Co 薄膜応力印加前後において図 2.10 のアンプ回路使用時の 面内困難軸方向測定結果	23
2. 15	Co-Ni/ Pt 細線に電界を印加した場合に細線左側の磁気特 性	23
3. 1	電界によって制御される試料の模式図	31
3. 2	CAD を用いて設計したステンシルリソグラフィー用 Ni マスク	32
3. 3	フォトリソグラフィー用のソフトマスクの設計図	33
3. 4	作製した試料の光学顕微鏡による観察結果	34

3. 5	薄膜厚さ勾配の模式図及び原子間力顕微鏡(AFM)による厚さ勾配の測定結果	35
3. 6	Co-Ni/ Pt 薄膜の左エッジからの距離と膜厚の依存性	36
3. 7	各膜厚作製条件試料の磁気特性	39
3. 8	試料左エッジから異なる距離のヒステリシスループ	41
3. 9	試料左エッジからの距離と角型比の依存性	41
3. 10	試料左エッジからの距離と保磁力の依存性	42
3. 11	試料膜厚と保磁力の依存性	42
3. 12	$\ell = 30 \mu\text{m}$ において各ゲート電圧 V_G 印加時の磁気特性	44
3. 13	$\ell = 30 \mu\text{m}$ において異なる大きさの印加ゲート電圧 V_G と角形比 M_R/M_S の依存性	44
3. 14	各位置におけるゲート電圧 V_G と角型比 M_R/M_S の依存性	45
3. 15	距離 $\ell = 25 \mu\text{m}$ において異なるゲート電圧 V_G に対して測定されたヒステリシスループ	46
3. 16	$\ell = 40 \mu\text{m}$ においてゲート電圧 V_G と保磁力 H_C の依存性	47
3. 17	$\ell = 40 \mu\text{m}$ において異なるゲート電圧 V_G 印加時の磁気特性及びゲート電圧 V_G と角型比 M_R/M_S の依存性	47
3. 18	各試料の磁区構造観察結果	49
3. 19	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.7 nm) において非対称磁壁移動の観察結果	51
3. 20	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.7 nm) において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性	51
3. 21	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.8 nm) において非対称磁壁移動の観察結果	52
3. 22	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.8 nm) において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性	52
3. 23	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.0 nm) において非対称磁壁移動の観察結果	53
3. 24	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.0 nm) において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性	53
3. 25	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.5 nm) において非対称磁壁移動の観察結果	54
3. 26	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.5 nm) において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性	54
3. 27	面内印加磁界による磁壁非対称移動の観察結果	57
3. 28	薄膜内の電界制御磁気スピントクスチャ転移の模式図	57

3. 29	Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.2 nm) おいて面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性	59
3. 30	厚さ勾配領域におけるゲート電圧及び外部磁界($H_z = -0.2$ mT)同時印加時磁壁移動の観察結果	60
3. 31	時間とスキルミオン数及び各時間においての磁区構造	58
3. 32	磁気バブルとスキルミオンバブルの安定化時間の依存性	59
3. 33	厚さ勾配領域におけるゲート電圧のみ印加時の磁壁移動の観察結果	63
3. 34	厚さ勾配領域におけるゲート電圧及び外部磁界($H_z = +0.2$ mT)同時印加時の磁壁移動観察結果	64
3. 35	厚さ勾配領域における外部磁界のみ印加時の磁壁移動観察結果	65
3. 36	厚さ勾配領域における低い外部磁界印加時の磁壁移動観察結果	66
3. 37	レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡のレーザースポット位置とゲート電圧 V_G によって誘起されたキラル磁壁変位の概略図	68
3. 38	7 Hz の交流ゲート電圧 V_G によって観測さるたカー信号	68
3. 39	周波数を 0.5 Hz から 10 Hz までに変化させたゲート電圧 V_G 印加時に観測さるたカー信号	69
3. 40	シミュレーションによる磁壁の電界誘起及び移動の計算結果	70
3. 41	厚さ勾配を有するレーストラック内において、ゲート電圧印加時の磁壁及びスキルミオンバブル移動の観察結果	71
3. 42	各ゲート電圧 V_G 印加時における磁壁及びスキルミオンバブルの観察結果	73
3. 43	広い細線幅におけるスキルミオンバブル移動軌道及びサイズのシミュレーション結果	74
3. 44	狭い細線幅におけるスキルミオンバブル移動軌道及びサイズのシミュレーション結果	75
3. 45	スキルミオンバブル消滅のシミュレーション結果	76
3. 46	スキルミオンバブルがピンニングされるシミュレーション結果	78
3. 47	磁壁の電界誘起および磁場誘起生成と運動のシミュレーション結果	80
3. 48	キラル磁壁の電界誘起生成及び運動のシミュレーション結果	81
3. 49	各 DMI 強度に対する緩和状態の結果	83
3. 50	電解誘起スキルミオンバブル移動と磁気異方性の依存性	84
3. 51	スキルミオンとスキルミオンバブルのサイズと m_z の依存性	89

4. 1	磁界のみを印加した場合に異なるレーストラック幅において磁壁移動の様子	100
4. 2	ゲート電圧 $V_G = 0$ V において異なるレーストラック幅のヒステリシスループ	101
4. 3	ゲート電圧 $V_G = 0$ V においてレーストラック幅と保磁力の依存性	102
4. 4	5 層膜試料の磁気特性、素子構造と磁区構造の観察結果	103
4. 5	試料の光学顕微鏡による観察結果	104
4. 6	各ゲート電圧 V_G 印加時のヒステリシスループ及びゲート電圧 V_G と保磁力 H_C の依存性	105
4. 7	電流パルス印加前後の磁区の観察結果	105
4. 8	印加ゲート電圧 V_G と臨界電流密度 J_{TH} の依存性	106
4. 9	印加磁界と磁壁移動速度の依存性と磁壁クリープ移動領域内におけるピンニング強度 $\ln(v)$ と $\mu_0 H$ の依存性	108
4. 10	異なる電流密度印加時の磁壁駆動の観察結果	109
4. 11	ゲート電圧 $V_G = 8.5$ V 印加時に異なる電流密度印加時の磁壁駆動の観察結果	110
4. 12	デバイス外略図及び磁壁速度の測定結果	111
4. 13	ゲート電圧 V_G と保磁力 H_C または閾値電流密度 J_{th} の依存性	112
4. 14	電界効果磁壁トランジスタ及び磁気スキルミオントランジスタの概略図	113

表目次

3. 1	各層の最適スパッタ条件	40
------	-----------------------	----

第 1 章

緒論

第 1 章 緒論

1.1 本研究の背景と目的

我々人類にとって磁気は最も古い研究分野の一つであり、大昔から磁気の研究と応用を行ってきた。また、現代社会になってから磁気的发展によりコンピュータストレージデバイスとして磁気テープやハードディスクドライブ (HDD) 等の磁気ストレージデバイスを幅広く応用してきた。また、近年にわたり IT 情報化社会や Internet of Things (IoT) の概念の出現により情報の保存や処理等のため磁気ストレージデバイスは更に急速に発展した。よって、磁気記録は我々にとって生産や生活上において必要不可欠かつ最も重要な技術となり、高度情報化社会の構築に欠かせないものとなっている。しかし、現代社会において膨大な情報量と演算量は、現在の HDD などの情報メディアの能力をはるかに超えており、対応可能な次世代超高速・超高密度な情報記録デバイスの開発は急務である。よって、磁気ストレージデバイスは常に記録方式、記録密度や記録方法等の新しい課題に直面し、世界中から非常に大きな関心を集めている。

情報記録及び演算処理等の従来の磁気デバイス研究分野ではナノスケールの磁壁電流駆動について多く研究されてきた^[1-4]。しかし、近年では多くの磁性薄膜の膜構造及び磁性素子作製方法の研究によって、非対称性の膜構造と各層間の界面効果によるジャロシンスキ・守谷相互作用 (Dzyaloshinskii-Moriya Interaction(DMI))を有する磁性薄膜の作製が出来た^[5-9]。また、高分解能レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡^[10, 22-25]による磁気特性の測定方法^[11-21]の発展によってナノスケール磁性素子の磁気特性が測定でき、これらの新しい作製方法及び測定方法によって磁気ストレージデバイスの研究が飛躍的に発展した。

また、ジャロシンスキ・守谷相互作用を有し^[5-9]、非対称の膜構造によって生じたスキルミオンやスキルミオンバブル^[7-9]が最近に注目されている。スキルミオンバブルは磁気的な渦状構造で良好な安定性及び移動性を有し、そして高密度化の期待が出来る。更にスキルミオンは低エネルギー消費量を含むいくつか

の有望な特性を有する準粒子状態のスピン構造である。スキルミオンの運動への理解はスキルミオンに基づく実用的な情報関連デバイス[6-8, 26, 27]を開発するための重要事項である。

本論文では、測定用機器の作成から実際に細線試料にゲート電圧を印加してスキルミオンバブルの作成や駆動等を検討する。更に、スピントロニクスデバイスである電界効果磁気トランジスタの可能性について検討する。

第二章では、微細加工した試料の磁気特性測定に用いる測定用機器の作製から行った。微細加工した試料はマイクロスケールの非常に小さい素子であるため、普段で磁気特性の測定に用いる試料振動型磁力計 (VSM: Vibrating-Sample Magnetometer) などの測定機器による磁気特性の測定は非常に困難である。よって本研究は磁気特性測定用にレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の作製から行った。磁性体に直線偏光のレーザーや光を入射させると、磁性体表面からの反射光の偏光方向が回転し、磁気円二色性を観測できる。これによりカー回転角や磁化方向などの磁気特性を測定する事が出来る。本研究は磁気光学カー効果を利用してレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を作製し、測定に用いるアンプ回路等も考案して作製を行った。このレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を微細加工素子の磁気特性や磁化方向などの測定に用いた。

第三章では、本研究は磁性材料にゲート電圧 V_G を印加すると磁気特性が変化する事に着目し、磁性材料中におけるスキルミオンバブルの生成や運動に注目した。検討した試料は非対称性の膜構造を有する Co-Ni/Pt 多層膜である。この研究では、素子作製時にエッジ側にテーパー状の構造を人工的に付与すると、エッジ側から磁気特性が変化し、磁気異方性は磁性材料の膜厚に依存する。また、素子にゲート電圧 V_G を印加することによって保磁力が減少し、垂直磁気異方性が変化した。よって、素子部の各場所の磁気特性は膜厚及びゲート電圧 V_G の両方に依存するところを示している。そして、本研究では素子の磁気特性が面内方向から垂直方向に変化する遷移領域からスキルミオンバブルが生成できることを明らかにした。

また、従来の強磁性材料ではスピン偏極電流によって駆動されるスキルミオンバブルはその特有のトポロジ構造、すなわちスキルミオンバブルの駆動力方向に対して角度を有する移動を行う、スピン偏極電流によって駆動されるスキルミオンバブルは強磁性薄膜中では螺旋運動を引き起こし、スキルミオンホール効果を示すことがすでに明らかになった。しかし、本研究ではスキルミオン

バブルの生成及び駆動にスピン偏極電流を印加することなく、素子にゲート電圧 V_G を印加することによってスキルミオンバブルを直線的に移動できることを明らかにした。これは細線内に於いて情報搬送スキルミオンバブルの移動に有利であることが分かった。

第四章では、レーストラックメモリの様な高度なスピントロニクスデバイスでは不揮発性、可制御性などの特徴がある。本研究は次世代不揮発性論理回路への応用を考案し、将来のスピントロニクス回路を構成する上で重要な構成要素である電界効果磁壁トランジスタの作製を行った。前述したように、本研究は細線にゲート電圧 V_G とスピン偏極電流を同時に印加し、磁壁の駆動を行った。ゲート電圧 V_G の増加に伴い移動速度 v の増加及び閾値電流密度 J_{th} の減少を確認した。細線内において電界効果による磁壁移動方向と移動速度及び制御性を調べることで、実用可能な電界効果磁気トランジスタの開発を目指していた。

この研究はスキルミオンバブルに基づいた新規電子デバイスおよびスピントロニクスデバイスを設計するための基準を提供するだけでなく、実用および産業用アプリケーションにおけるスキルミオンバブルの重要性を見出した。本論文の最後に、スキルミオンバブル基礎材料、スキルミオンバブルの構造、スキルミオンバブル駆動力の観点から、スキルミオンバブルに関する今後の研究方向を提案する。

1.2 本論文の構成

本論文は磁気スキルミオンバブル生成について研究し、試料測定用の機器から測定の研究結果をまとめた。本論文は六章で構成される。

- 第二章では本論文で扱う電界効果スキルミオンバブル生成用試料測定用のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の動作原理及び使用したアンプ回路などを具体的に考察した。
- 第三章では作製した試料の各部分の磁気特性の変化からゲート電圧 V_G を印加し各部分の磁気特性の変化をまとめた。また、ゲート電圧 V_G を印加した時に磁壁の生成と共に粒子状の磁区が生成され、この粒子状の磁区がスキルミオンバブルであることを証明した。

- 第四章ではゲート電圧 V_G 印加によって磁壁の駆動についてまとめた。また、本研究はレーストラックを作製し、電界効果によって磁気トランジスタの検討を行なった。
- 第五章では本論文の結果と主要の結論をまとめた。試料の構造やスキルミオンバブルの駆動力などについて磁気スキルミオンバブルの将来について展望と議論をする。

参考文献

1. Stuart S. P. Parkin, Masamitsu Hayashi, Luc Thomas; *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*; Science, Vol. 320(5873), pp. 190-194
2. Shunsuke Fukami, Michihiko Yamanouchi, Shoji Ikeda, Hideo Ohno; *Domain Wall Motion Device for Nonvolatile Memory and Logic — Size Dependence of Device Properties*; IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 50(1), 3401006 (2014)
3. Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Rai Moriya, Charles Rettner, Stuart S. P. Parkin; *Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register*; Science, Vol. 320(5873), pp. 209-211 (2008)
4. Sabpreet Bhatti, Rachid Sbiaa, Atsufumi Hirohata, Hideo Ohno, Shunsuke Fukami, S.N.Piramanayagam; *Spintronics based random access memory: a review*; Materials Today, Vol. 20(9), pp. 530-548 (2017)
5. Naoto Nagaosa, Yoshinori Tokura; *Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions*; Nature Nanotechnology, Vol. 8, pp. 899-911 (2013)
6. Roland Wiesendanger; *Nanoscale magnetic skyrmions in metallic films and multilayers: a new twist for spintronics*; Nature Reviews Materials, Vol. 1, No. 16044 (2016)
7. Albert Fert, Nicolas Reyren and Vincent Cros; *Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications*; Nature Reviews Materials, Vol. 2, No. 17031 (2017)
8. Wanjun Jiang, Gong Chen, Kai Liu, Jiadong Zang, Suzanne G. E. te Velthuis, Axel Hoffmann; *Skyrmions in magnetic multilayers*; Physics Reports, Vol. 704, pp. 1-49 (2017)
9. Wanjun Jiang, Xichao Zhang, Guoqiang Yu, Wei Zhang, Xiao Wang, M. Benjamin Jungfleisch, John E. Pearson, Xuemei Cheng, Olle Heinonen, Kang L. Wang, Yan Zhou, Axel Hoffmann and Suzanne G. E. te Velthuis; *Direct observation of the skyrmion Hall effect*; Nature Physics, Vol. 13, pp. 162-169 (2017)
10. D. Buckingham, P. J. Stephens; *Magnetic Optical Activity*; Annual Review of Physical Chemistry, Vol. 17, pp. 399-432(1966)
11. U. Condon, Reviews of Modern Physics, Vol. 9, 432 (1937)
12. K. U. Gross and W. Kohn; *Time-dependent density-functional theory*;

- Advances in Quantum Chemistry, Vol. 21, 255 (1990)
13. K. Nakanishi, N. Berova, and R. W. Woody; *Circular Dichroism: Principles and Applications*, VCH New York(1994)
 14. S. J. A. van Gisbergen, J. G. Snijders, and E. J. Baerends; *A density functional theory study of frequency - dependent polarizabilities and Van der Waals dispersion coefficients for polyatomic molecules*; The Journal of Chemical Physics, Vol. 103, pp. 9347 (1995).
 15. J. R. Cheeseman, M. J. Frisch, F. J. Devlin, and P. J. Stephens; *Hartree-Fock and Density Functional Theory ab Initio Calculation of Optical Rotation Using GIAOs: Basis Set Dependence*; Journal of Physical Chemistry A, Vol. 104(5), pp. 1039-1046(2000).
 16. P. J. Stephens, F. J. Devlin, J. R. Cheeseman, and M. J. Frisch; *Calculation of Optical Rotation Using Density Functional Theory*; Journal of Physical Chemistry A, Vol. 105(22), pp. 5356-5391(2001).
 17. Bringmann, T. Bruhn, K. Maksimenka, Y. Hemberger; *The assignment of absolute stereostructures through quantum chemical circular dichroism calculations*; European Journal of Organic Chemistry, Vol. 17, pp. 2717–2727(2009)
 18. P.J. Stephens, N. Harada; *ECD cotton effect approximated by the Gaussian curve and other methods*; Chirality, Vol. 22(2), pp. 229–233(2010)
 19. Warnke I., Furche F.; *Circular dichroism: electronic*; Wiley Interdisciplinary Reviews-Computational Molecular Science, Vol. 2(1), pp. 150–166(2012)
 20. N. Berova, P.L. Polavarapu, K. Nakanishi, R.W. Woody; *Comprehensive chiroptical spectroscopy*; John Wiley & Sons; 2012.
 21. Faraday Michael; *Faraday's Diary. Volume IV*, Nov. 12, 1839 - June 26(1847)
 22. J. Kerr; Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 5, Vol. 3, No. 19(1877)
 23. Charles A. Fowler Jr. and Edward M. Fryer; *Magnetic Domains by the Longitudinal Kerr Effect*; Physics Review, Vol. 94, 52(1954)
 24. D. B. Dove; *Photography of Magnetic Domains Using the Transverse Kerr Effect*; Journal of Applied Physics, Vol. 34, 2067(1963)
 25. W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Carcia and C. R. Fincher; *Perpendicular magnetic anisotropy and magneto - optical Kerr effect of*

- vapor - deposited Co/Pt - layered structures*; Journal of Applied Physics, Vol. 65, 4971 (1989)
26. Wang Kang, Yangqi Huang, Chentian Zheng, Weifeng Lv, Na Lei, Youguang Zhang, Xichao Zhang, Yan Zhou and Weisheng Zhao; ***Voltage Controlled Magnetic Skyrmion Motion for Racetrack Memory***; Scientific Reports; Vol. 6, No. 23164 (2016)
27. Yangqi Huang, Wang Kang, Xichao Zhang, Yan Zhou and Weisheng Zhao; ***Magnetic skyrmion-based synaptic devices***; Nanotechnology, Vol. 28, No. 8 (2017)

第 2 章

レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡 の製作

第2章 レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の 製作

2.1 はじめに

近年、IT 化社会の発展によって情報の保存や処理に磁気ストレージデバイスが用いられ、急速な小型化が発展されてきた。しかし、磁気ストレージデバイスの小型化によって、デバイス細部各部分の磁気特性の測定が非常に困難になっている。

現在、我々は試用している磁気ストレージデバイスの中で用いられている磁性体の構造はほとんどマイクロサイズやナノサイズなどのような非常に小さいスケールの試料である。本研究で作製した磁気スキルミオンバブル生成用の試料はマイクロサイズである。しかし、普段で磁気特性の測定で使用する試料振動型磁力計 (VSM: Vibrating Sample Magnetometer) などの装置はマイクロサイズ以下の試料測定で用いることは非常に困難であり、正確な磁気特性の測定はほぼ不可能である。よって、本研究は非常に小さい領域での磁気特性測定が可能かつ安定な装置を考案し、装置の作製から本研究を始めた。本研究は試料の局部磁気特性を測定するために考案した測定装置はレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡であり^[1]。レーザーの焦点を 400 nm 以下に集中させ、磁気カー効果を利用して試料の磁気特性測定を行なった。レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を作製する際に装置の考案から動作原理や測定方法などまで理解する必要がある。

この章では、マイクロおよびナノ構造の磁気特性測定用のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の設計、実装、および特性評価を述べている。レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡は磁気光学カー効果を利用し、強磁性試料の一部の磁気特性を測定することが期待できる。レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡はストレージデバイスおよびスピントロニクス分野において革新的な材料およびデバイスなどをナノスケールまで材料の磁気特性を予測または測定をできるため、レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡は極めて重要な

装置である。また、磁気力顕微鏡(MFM: Magnetic Force Microscopy)および大型放射光施設のような測定装置の中で、レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡はこれらの装置よりも簡単に測定することができる。さらに、レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡は高い分解能を有するため、複雑な試料でも外部印加磁界によって非常に速い速度で磁気特性の測定を可能にできる。本研究は作製した試料を顕微鏡対物レンズのすぐ近くで、試料に面内および垂直の外部磁界を印加することを可能にするために、面内方向および垂直方向に外部磁界を印加できる電磁石および測定用信号増幅回路の設計から始めた。

2.2 レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡

強磁性材料では外部磁界を印加すると入射光の偏光面が回転し、透過光または反射光の偏光状態が変化する、これによって磁気光学効果(Magneto-Optical Effect)が生じる^[1]。エティエンヌ＝ルイ・マリユスは1808年に方解石の結晶を回転し光を観察したことによって、光に偏光性を有することを発見した。光には直線偏光と円偏光がある。直線偏光は同一平面内で振動する光である。円偏光は光の進路に対して光の振動が螺旋回転し、回転方向が左または右によってそれぞれ左円偏光と右円偏光と呼ばれる。また、1811年にフランスの物理学者であるフランソワ・ジャン・ドミニク・アラゴによって物質に直線偏光を入射すると透過した光の偏光面の方向が回転し、物質に旋光性を有する事を発見した。さらに、19世紀にジャン＝バティスト・ビオ、オーギュスタン・ジャン・フレネルとエメ・コットンによって物質を透過する左円偏光と右円偏光の吸収率が異なることにより円偏光二色性が発見された^[2-11]。円偏光二色性の大きさを以下のような式で与えられる。

$$\Delta A = A_L - A_R \quad (2.1)$$

ここで A_L を左円偏光の吸光度、 A_R を右円偏光の吸光度とする。旋光性と円偏光二色性を同時に光学活性と言う。更に外部磁界または磁化によって生じる光学活性を磁気光学効果(Magneto-Optical Effect)と言う。以上の発見に基づいて、1843年にイギリスの物理学者マイケル・ファラデー^[12]によって磁性体の透過光の偏光面の回転が最初に観察された。この効果は左右の円偏光に対する屈折率の差であり、物質中を透過する左円偏光と右円偏光の吸収スペクトルの差である^[12-25]。つまり、これは磁気円偏光二色性である。この効果による光の回転およ

び旋光度(optical rotation) α は以下のような式で与えられ、入射直線偏光を相反の螺旋を有する 2 つの円偏光成分の和として計算することができる。

$$\alpha = V H l \quad (2.2)$$

ここで、 α は旋光度、 V はベルデ定数、 H は外部磁界、 l は偏光が通過する物質の長さ、つまり光路長とする。この磁気光学効果はファラデー効果(Faraday Effect)である。また、磁性体からの反射光の偏光面が回転する場合は 1876 年にスコットランドの物理学者ジョン・カーによって発見された磁気光学効果である^[26]。磁気光学カー効果は直線偏光を磁化された物質の表面の反射光が円偏光となる現象であり、主に極カー効果(Polar Kerr Effect)と面内カー効果(In-plane Kerr Effect)に 2 種類が挙げられる^[26-29, 40, 41, 42]。極カー効果は反射面の垂直方向に外部磁界を印加する時に見られる現象であり、光磁気記録媒体の再生などで応用されている^[43]。さらに、面内カー効果は縦カー効果(Longitudinal Kerr Effect)と横カー効果(Transversal Kerr Effect)に分けられる。縦カー効果は面内方向に外部磁界を印加する時、試料の磁化が入射光と反射光に平行する場合に起きる現象であり、表面磁化観察で応用されている、しかし縦カー効果は入射角に強く依存する^[30-38, 40]。また、横カー効果は面内方向に外部磁界を印加する時、試料の磁化が入射光と反射光に垂直する場合に起きる現象であり、しかし反射光の強度は磁化方向と磁化率によって変化する^[41]。これらの効果によって磁気特性の測定や、磁区構造の観察が可能である。本研究ではこの三種類のカー効果を用いて試料の測定を行う。

2.3 レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の製作

2.3.1 磁区構造の観察

本研究は後述する電界効果磁気トランジスタ開発の際に微細加工を施した素子の一部の磁気特性を測定することが最も重要である。しかし、現在市販されている MOKE などの装置を用いて素子微細部の磁気特性を測定することが非常に困難である。よって、本研究は磁気光学を理解し、自ら優れた機能を有するレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を作製する必要がある。

まず、本研究はレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の構造を考案した。

図 2.1 にレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡本体の模式図を示す。(a)と(b)にはそれぞれ面内方向測定用と垂直方向測定用のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡本体の模式図を示す。レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡には光学顕微鏡本体、対物レンズ、レーザー光源、光源用電源、偏光子、フォトダイオード、増幅用アンプ回路、観察用カメラ、外部磁界印加用電磁石、 xy 方向移動試料台が必要である。ミクロンサイズの試料を観察できるように高分解能 CCD カメラを使用した。また、レーザーなどの光源の入射光を対物レンズの中心から外れるように、光源の光路を調整し入射させた。さらに、面内磁化薄膜測定試料用の電磁石は(a)に示したように対物レンズの下で面内方向に市販の電磁石が配置される、最大印加磁界は約 25 mT である。垂直磁化薄膜試料用の電磁石は(b)に示したように対物レンズの下で垂直方向に本研究で作製した電磁石が配置される、最大印加磁界は約 13 mT である。これにより、試料からの反射光を高分解能 CCD カメラで磁区構造の観察をできるようにした。図 2.2 に結晶化された焼結系 Mn-Al 合金の表面観察結果を示す。観察結果から試料の多磁区構造と結晶粒径の確認ができる。さらに、各結晶粒の磁化方向をコントラストから判断でき、この試料の各結晶粒の磁化方向はランダム配向となっているのがわかる。

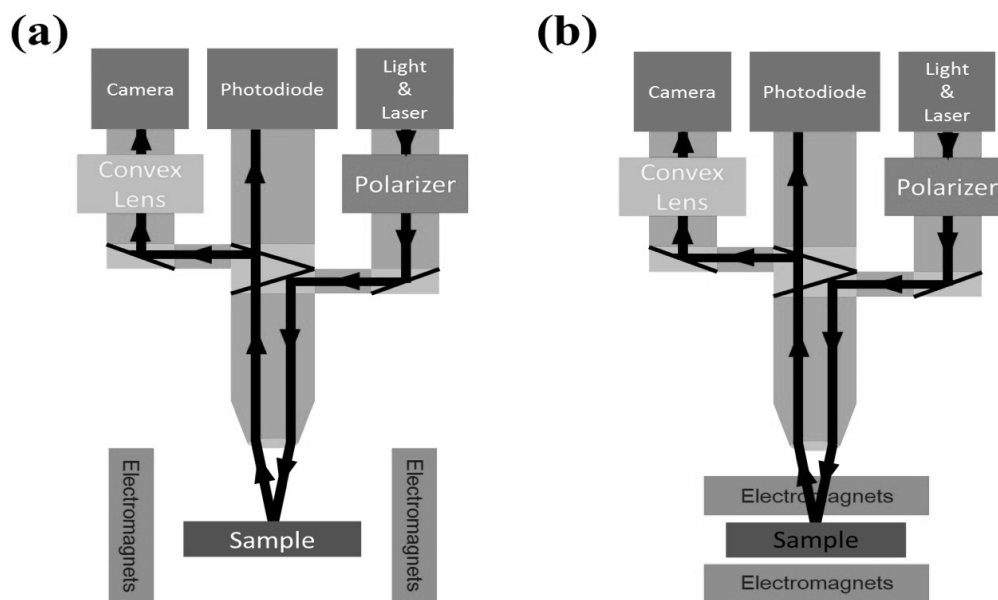


図 2.1 レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡本体の模式図 (a) 面内方向測定用のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡本体模式図、(b)垂直方向測定用のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡本体模式図

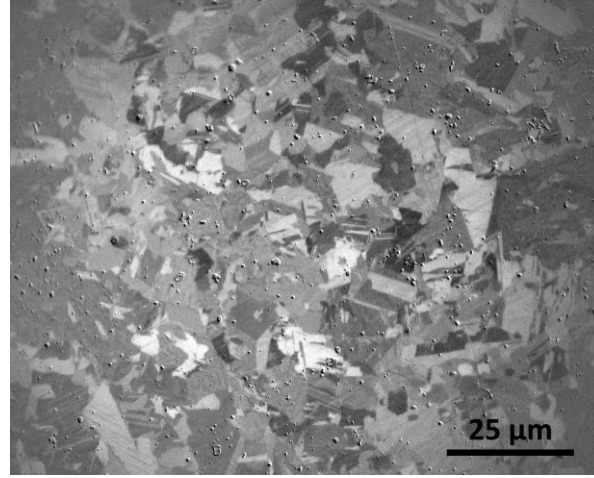


図 2.2 レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡による焼結系 Mn-Al 合金の表面観察結果

2.3.2 磁気特性の測定

また、測定試料に外部磁界印加時に外部印加磁界の出力値をグラフの x 軸にする。さらにレーザー光源を入射させ、フォトダイオードを顕微鏡本体と接続することによって、試料からの反射光をフォトダイオードに入力し、磁気円偏光二色性を用いて、左円偏光と右円変更の差分信号またはカー回転角を y 軸に入力し、磁気カー効果強度によって試料の磁化過程を観察ができる。よって、ヒステリシスループの測定が可能である。図 2.3 にフォトダイオード用アンプ回路の設計図を示す。本研究はまずアンプ回路に AD8266 とコンデンサのみを用いて測定を行なった。アンプ回路用電源には AC-DC 電源を使用した。アンプ回路によって増幅される利得 G は以下の式のように与えられる。

$$G = 1 + \frac{49.4 \text{ k}\Omega}{R_G} \quad (2.3)$$

フォトダイオードによる入力値とアンプ回路による出力値は以下の式で与えられる。

$$V_{OUT} = G(V_{IN+} - V_{IN-}) + V_{REF} \quad (2.4)$$

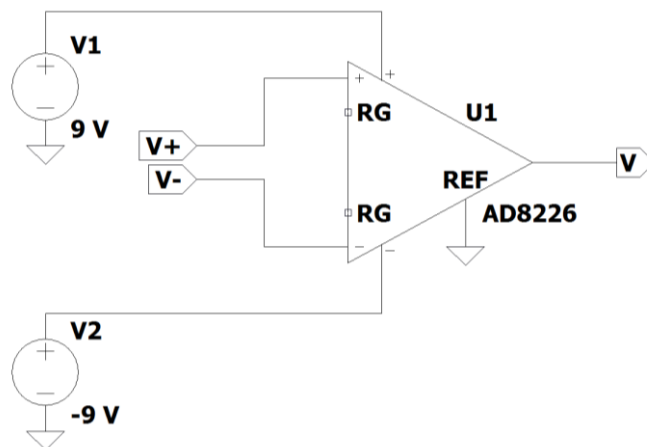


図 2.3 AC-DC 電源と AD8266 のみを使用したフォトダイオード用アンプ回路の設計図

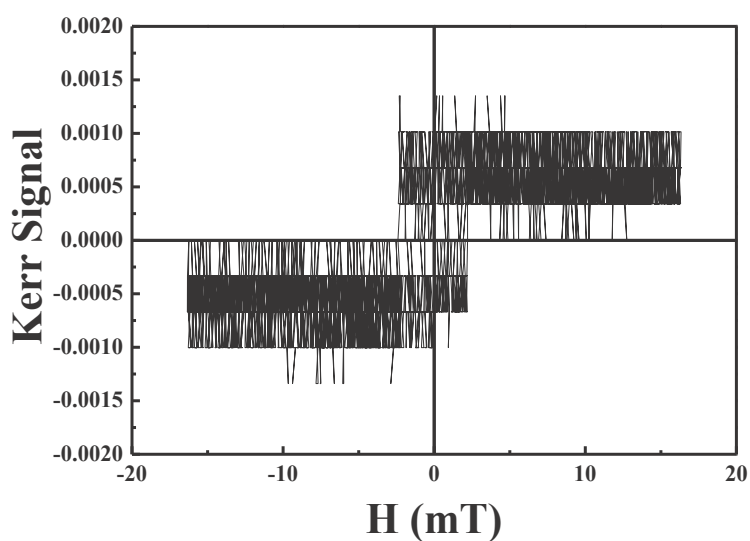


図 2.4 フォトダイオード用アンプ回路を用いて Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結果

また、図 2.4 にこのアンプ回路を用いて Co-Ni/ Fe-Co 多層膜のヒステリシスループ測定結果を示す。測定結果から試料の磁化過程を確認できるが、アンプ回路からの電圧出力信号にはノイズが非常に多く、ノイズの差が約 0.0008 V である。正負の最大印加磁界においての飽和状態でも電圧出力信号の差がわずか約 0.001 V で、ほとんど区別できないのがわかる。よって、このアンプ回路による

測定は信憑性がほとんどないと考えられる。よって、アンプ回路にはコンデンサを追加させ、フィルター回路を作成する必要があると考えられる。

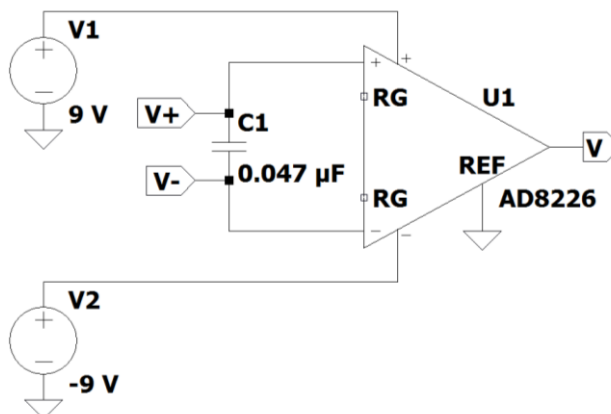


図 2.5 AC-DC 電源、AD8266 と $0.047 \mu\text{F}$ のコンデンサのみを使用したアンプ回路の回路図

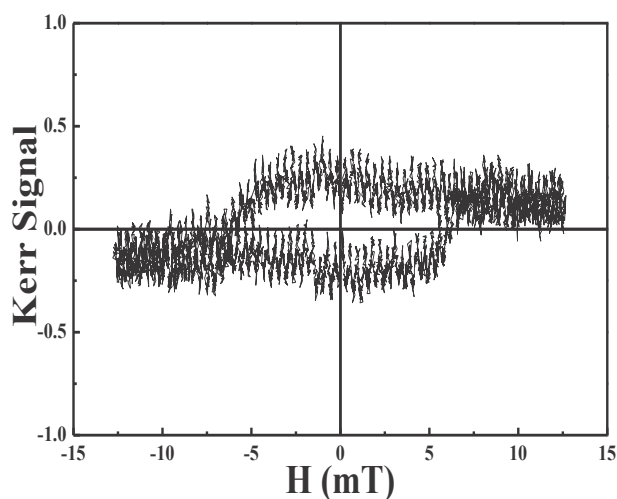


図 2.6 Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結果

次に、図 2.3 に示したアンプ回路の問題点を改善するために、フォトダイオードの二つの入力信号間にコンデンサを追加し、ノイズフィルターを用いた。そのアンプ回路の回路図を図 2.5 に示す。アンプ用電源には AC-DC 電源を使用した。このアンプ回路を用いて再度 Co-Ni/ Fe-Co 多層薄膜試料を測定し、測定

結果を図 2.6 に示す。この測定結果から微分した出力信号強度は高くなり、正負それぞれの最大印加磁界において出力信号の差が約 0.6 V となった。よって測定されたヒステリシスループは図 2.4 よりも磁気特性の判明が容易になった。しかし、出力した信号のシフトが激しくなり、試料が飽和状態でも信号がシフトされ、アンプ回路の応答も速くない。また、入力信号によるノイズがまだフィルターによって除去されなく、非常に大きいノイズが観察される。実験環境において、AC-DC 電源内のトランスによって非常に大きな電磁波ノイズが発生し、主なノイズ発生原因となっているのが考えられる。また、我々の身の回りの通信用電磁波や送電線から発生する電磁波の電磁信号も高周波ノイズの原因となっているのではないかと考えられる。このような測定結果には信憑性がないと考えられる。よって、更にアンプ回路及び電源を改良する必要がある。

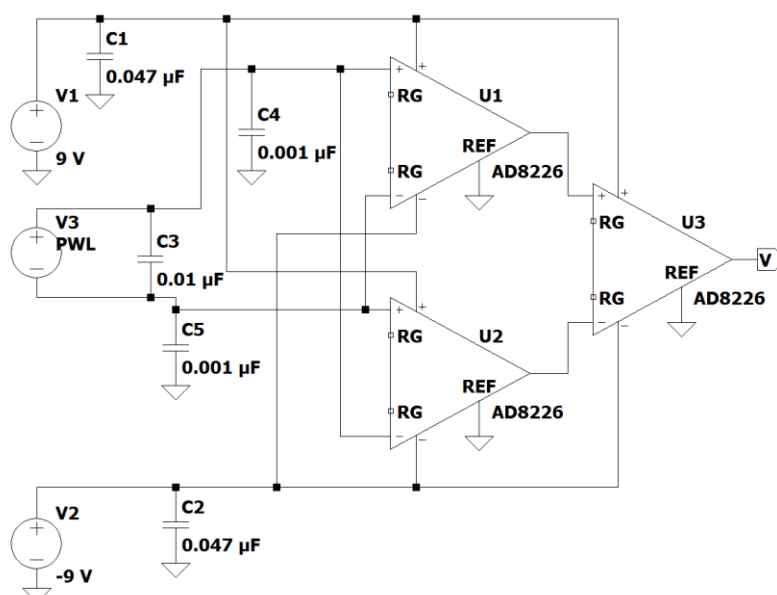


図 2.7 AC-DC 電源またはモバイルバッテリー、及び三つの AD8266 とフィルター回路を使用したアンプ回路の回路図

改良したアンプ回路の回路図を図 2.7 に示す。このアンプ回路では三つの AD8266 計装アンプを用いた。まず、2 つの計装アンプを一次アンプ回路として用いる、それぞれで入力信号を微分して出力した。この一次アンプ回路の出力信号を再度二次計装アンプに入力し再度に微分演算を行い出力させた。これにより、測定時に見られるシフトの改善が期待できる。さらに、改良したフィルター回路をアンプ回路に組み込んで、電源間でも 60 Hz のノイズを除去するために

コンデンサと並列させた。

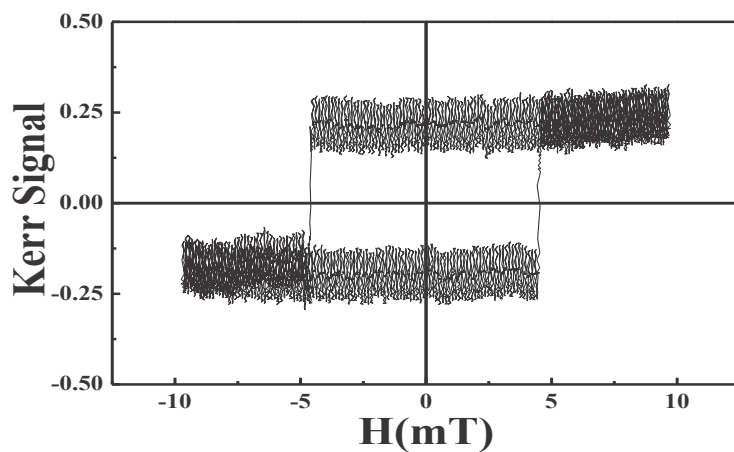


図 2.8 図 2.5 のアンプ回路と AC-DC 電源を用いて Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結果

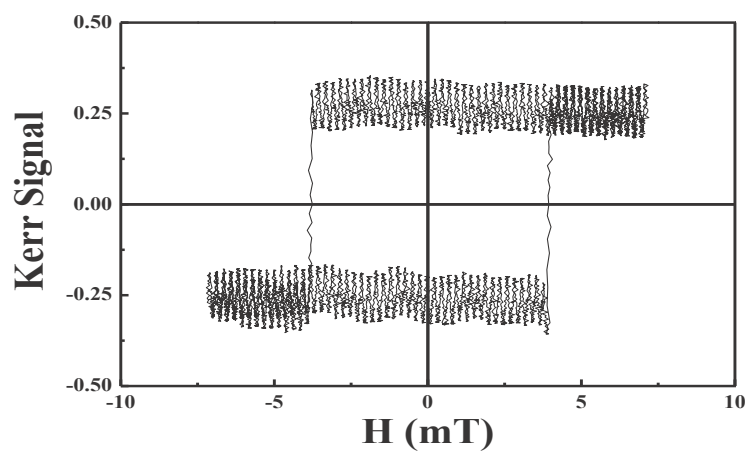


図 2.9 図 2.5 のアンプ回路とバッテリー電源を用いて Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結果

図 2.7 に示したアンプ回路と AC-DC 電源による Co-Ni/ Fe-Co 試料の測定結果を図 2.8 に示す。この結果から、試料が磁化反転するときの応答速度が速くなったのを観察できる。よって、このアンプ回路の応答速度が高速になったと考えられ、試料の磁気特性の判断はさらに容易になった。しかし、この測定結果からまだ 60 Hz のノイズが検出されることができ、完全に除去されてない。この原因は AC-DC 変換された電流に 60 Hz の電磁波が発生され、アンプ回路に影響

響を与えたと考えられる。よって、AC-DC 電源を交換し、アンプ回路駆動用電源に 5 V のモバイルバッテリーを用いた。モバイルバッテリーを用いて測定した結果を図 2.9 に示す。この測定結果から 60 Hz のノイズを完全に除去したのかわかる。しかし、その他の通信用電磁波の電磁信号が高周波ノイズの原因となっているため、アンプ回路を完全に電磁波ノイズから隔離されないと高周波ノイズを完全に除去することができない。また、試料の飽和状態において磁化反転される前と後の電圧信号差は約 0.6 V であり、グラフから確認しても試料飽和時のノイズ幅が大きい。よって、測定結果からアンプ回路の雑音比を計算し、更なる回路の改良を考えなければならない。雑音比の計算式は以下の式のように与えられる。

$$S/N = \frac{P_S}{P_N} = \left(\frac{A_S}{A_N}\right)^2 \quad (2.5)$$

ここで、 P_S は信号電力、 P_N は雑音電力、 A_S は信号電圧の実効値、 A_N は雑音電圧の実効値と定義する。以上の式を用いて雑音比を計算すると約 21.8 であり、信号雑音比が小さいである。また、雑音比は通常常用対数を用いて表すため雑音比は以下の式で与えられ、算出結果の単位はデシベル(dB)である。

$$[S/N]_{dB} = 10 \log_{10} \frac{P_S}{P_N} = 20 \log_{10} \frac{A_S}{A_N} \quad (2.6)$$

以上の式を用いて図 2.9 に示した結果を計算すると S/N は約 13.4 dB である。この計算結果は非常に小さいため、雑音による結果への影響は非常に大きいことを示唆する。よって、まだ明瞭な磁気特性を得ることが出来ない。以上の結果から、アンプ回路の改良を行い、再度回路の設計を行った。この回路の中で OP アンプの実装を試みた。図 2.10 に OP アンプを実装したアンプ回路の回路図を示す。OP アンプを実装することによって負帰還回路を設計し、入力信号をフィードバックすることができる。2 つの入力信号を同期させることができる。よって、2 つの入力信号の位相誤差を限りなく 0 にすることが可能である。これにより出力信号の歪みの改善が期待でき、より信憑性の高いヒステリシスループの測定を可能にした。

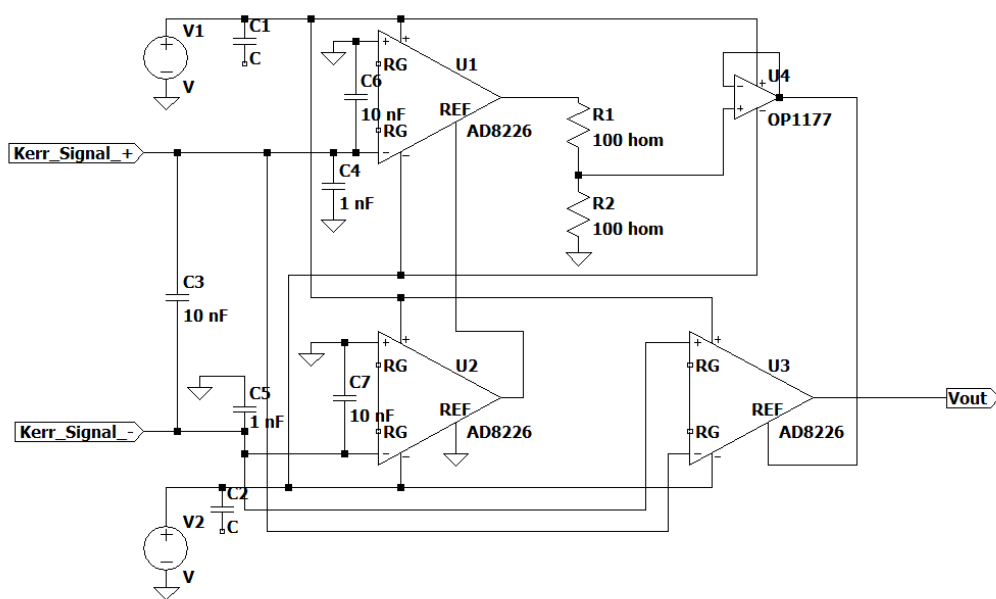


図 2.10 バッテリー電源と三つの計装アンプ(AD8266)と OP アンプ(OP1177)を実装した回路図

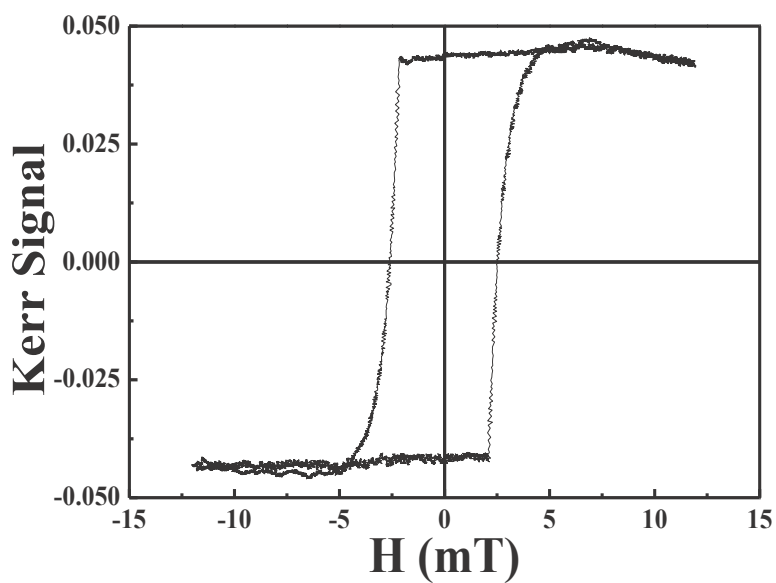


図 2.11 図 2.10 の回路による Co-Ni/ Fe-Co 薄膜の測定結果

図 2.11 に Co-Ni/ Fe-Co 薄膜試料の測定結果を示す。以前の述べた各アンプ回路による測定結果をこの測定結果と比較すると、この測定結果では明らかに

ノイズが低く、雑音比の計算結果は約 52.6 dB である。雑音比が非常に大きい
ため、測定結果のノイズによる影響は非常に小さいことを確認できる。また、こ
れまでの測定結果はすべて面内磁気異方性を有する Co-Ni/ Fe-Co 多層膜を用い
て縦カー効果によって測定した結果を示した。面内カー効果は極カー効果より
も測定が困難で、測定時に得られる磁気光学の反射信号が弱いである。よって、
本研究はまず面内磁気異方性の試料を測定できるように装置をセットアップし、
面内磁気異方性試料の測定を試みた。

次に、垂直磁界印加時による垂直磁化膜の測定も行った。レーザーマイクロ磁
気光学カー効果顕微鏡に垂直外部磁界用電磁石を取り付け、垂直磁化膜の測定
を確認した。垂直外部磁界印加用電磁石の最大印加磁界は 13 mT である。そし
て、垂直磁気異方性を有する Co-Ni/ Pt 多層薄膜を用いて磁気特性の測定を行っ
た。図 2.12 に Co-Ni/ Pt 多層薄膜の測定結果を示す。この測定結果を確認する
と、極カー効果でも雑音比は約 51.5 dB となり。雑音比が非常に大きいため、雑
音による測定結果への影響は非常に小さいことを確認できる。また、このような
測定結果は非常に高い信憑性を有すると考えられる。よって、本研究はこのアン
プ回路を用いて様々なマイクロサイズに微細加工した素子の実験で測定を行っ
た。

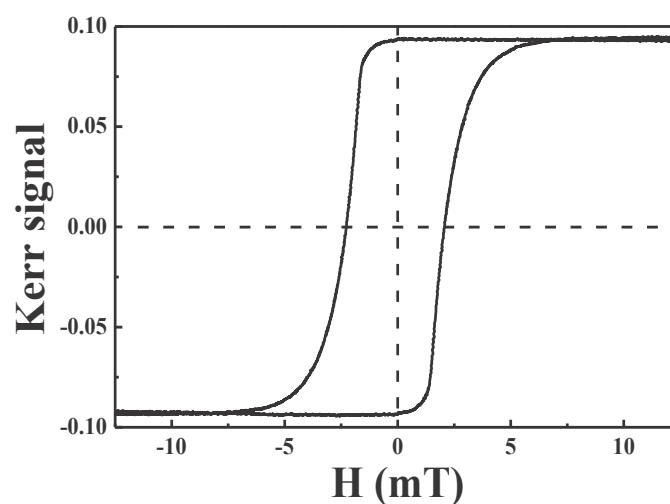


図 2.12 図 2.10 のアンプ回路による Co-Ni/ Pt 多層薄膜の垂直方向測定結果

2.4 レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の各実験への応用

エネルギーハーベスト素子の作製実験において、Co-Ni/FeCo 多層膜磁性細線における応力誘起磁壁運動に使用した。レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いて素子の磁気特性を測定し、結果を図 2.13 と図 2.14 に示す。測定に用いた素子のレーストラック幅は $3\sim 10\ \mu\text{m}$ である。図 2.13 はガラス基板上で作製された Co-Ni/Fe-Co 多層薄膜へ応力印加せずに測定したヒステリシスループを示す。(a)は容易軸方向、(b)は困難軸方向のそれぞれの結果を示す。この測定結果では明確に試料の容易軸方向と困難磁区方向の観察ができる。また、この研究では応力印加による磁気特性への影響を解明するため、本研究は変形した試料の測定を行った。図 2.14 は外部から応力印加時において高分子フィルム基板上に作製された Co-Ni/Fe-Co 多層薄膜のヒステリシスループを示す。(a)は応力印加時試料の容易軸方向、(b)は困難軸方向のそれぞれの測定結果を示す。作製したレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡による測定結果から外部応力印加により磁化方向が回転することを確認できた。よって、本研究で Co-Ni/Fe-Co 多層薄膜試料に応力を印加することによって試料の面内磁気異方性の変化、磁化方向に回転、磁壁の運動を確認できたことよりエネルギーハーベスト素子の作製に成功した。この観察結果を用いてレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の面内磁化膜及び変形した薄膜への有効性を検証した^[46]。

また、後述する章で電界効果によるスキルミオンバブルの生成実験でも本顕微鏡を用いて微細加工したマイクロサイズの細線の磁気特性を測定した。図 2.15 には Co-Ni/Pt 多層膜レーストラックにゲート電圧 V_G 印加後のレーストラック左側において測定した垂直方向のヒステリシスループを示す。測定に用いたレーストラック幅は $5\ \mu\text{m}$ である。測定結果から試料には優れた垂直磁気異方性を有し、保磁力 H_c は約 $6.1\ \text{mT}$ である。これを用いて垂直磁化膜への有効性を検証した。この研究ではレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いてエッジ側に人工的にテーパ状構造を付与した試料の各部分の磁気特性、ゲート電圧印加時において試料の各部分の磁気特性、そして微細加工した細線の各部分の磁気特性の測定を行った^[47]。

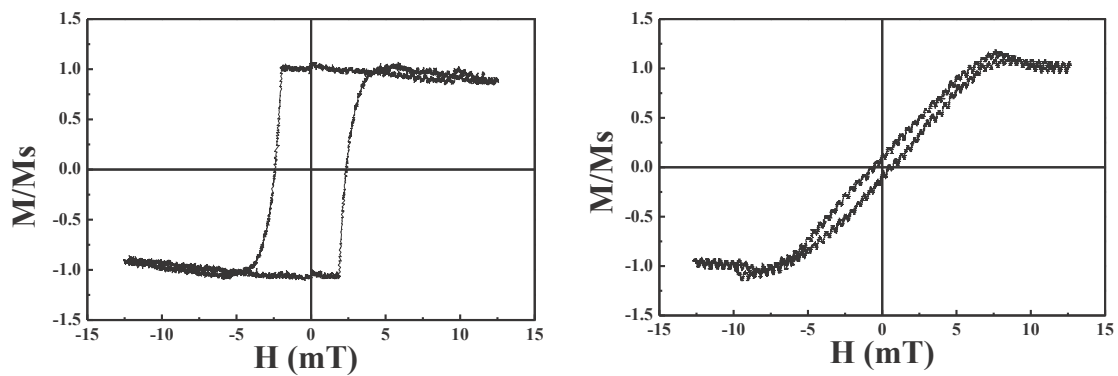


図 2.13 Co-Ni/ Fe-Co 薄膜応力印加前後において図 2.10 のアンプ回路使用時の面内容易軸方向測定結果

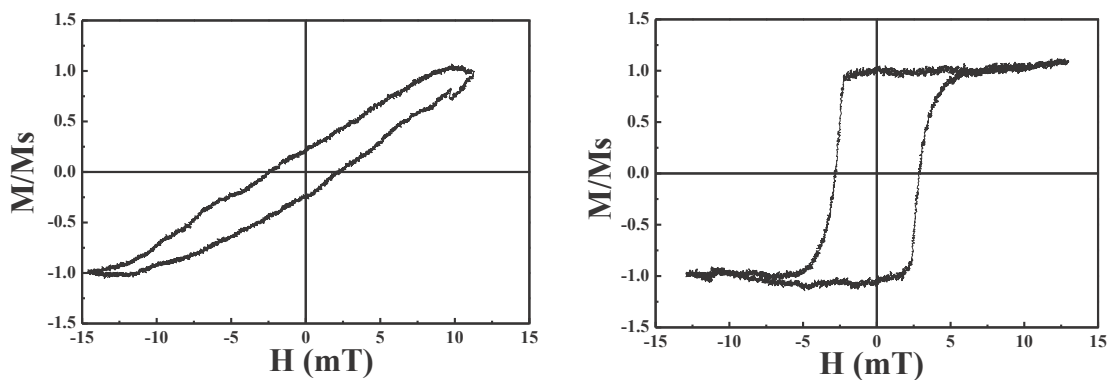


図 2.14 Co-Ni/ Fe-Co 薄膜応力印加前後において図 2.10 のアンプ回路使用時の面内困難軸方向測定結果

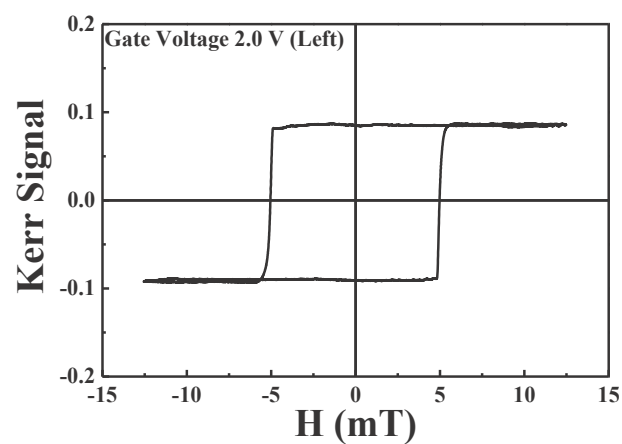


図 2.15 Co-Ni/ Pt 細線に電界を印加した場合に細線左側の磁気特性

2.5 参考文献

1. D. Buckingham, P. J. Stephens; *Magnetic Optical Activity*; Annual Review of Physical Chemistry, Vol. 17, pp. 399-432(1966)
2. U. Condon, Reviews of Modern Physics, Vol. 9, 432 (1937)
3. K. U. Gross and W. Kohn; *Time-dependent density-functional theory*; Advances in Quantum Chemistry, Vol. 21, 255 (1990)
4. K. Nakanishi, N. Berova, and R. W. Woody; *Circular Dichroism: Principles and Applications*, VCH New York(1994)
5. S. J. A. van Gisbergen, J. G. Snijders, and E. J. Baerends; *A density functional theory study of frequency - dependent polarizabilities and Van der Waals dispersion coefficients for polyatomic molecules*; The Journal of Chemical Physics, Vol. 103, pp. 9347 (1995).
6. J. R. Cheeseman, M. J. Frisch, F. J. Devlin, and P. J. Stephens; *Hartree-Fock and Density Functional Theory ab Initio Calculation of Optical Rotation Using GIAOs: Basis Set Dependence*; Journal of Physical Chemistry A, Vol. 104(5), pp. 1039-1046(2000).
7. P. J. Stephens, F. J. Devlin, J. R. Cheeseman, and M. J. Frisch; *Calculation of Optical Rotation Using Density Functional Theory*; Journal of Physical Chemistry A, Vol. 105(22), pp. 5356-5391(2001).
8. Bringmann, T. Bruhn, K. Maksimenka, Y. Hemberger; *The assignment of absolute stereostructures through quantum chemical circular dichroism calculations*; European Journal of Organic Chemistry, Vol. 17, pp. 2717–2727(2009)
9. P.J. Stephens, N. Harada; *ECD cotton effect approximated by the Gaussian curve and other methods*; Chirality, Vol. 22(2), pp. 229–233(2010)
10. Warnke I., Furche F.; *Circular dichroism: electronic*; Wiley Interdisciplinary Reviews-Computational Molecular Science, Vol. 2(1), pp. 150–166(2012)
11. N. Berova, P.L. Polavarapu, K. Nakanishi, R.W. Woody; *Comprehensive chiroptical spectroscopy*; John Wiley & Sons; 2012.
12. Faraday Michael; *Faraday's Diary. Volume IV*, Nov. 12, 1839 - June 26(1847)

13. R.L. Coren et M.H. Francombe; *Optical Faraday effect in ferromagnetic and ferrite films*; Journal Physics France, Vol. 25, p.p. 233-237 (1964)
14. J. P. van der Ziel, P. S. Pershan, and L. D. Malmstrom; *Optically-Induced Magnetization Resulting from the Inverse Faraday Effect*; Physical Review Letters, Vol. 15, 190(1965)
15. Herbert S. Bennett and Edward A. Stern; *Faraday Effect in Solids*; Physical Review, Vol. 137, pp. A448-A461(1965)
16. Herbert Piller; *Effect of Internal Reflection on Optical Faraday Rotation*; Journal of Applied Physics, Vol. 37, 763 (1966)
17. P. S. Pershan; *Magneto - Optical Effects*; Journal of Applied Physics, Vol. 38, 1482 (1967)
18. P. N. Schatz and A. J. McCaffery; *The Faraday effect Q*; Quarterly Reviews, Chemical Society, Vol. 23, pp. 552-584(1969)
19. Katsuaki Sato; *Measurement of Magneto-Optical Kerr Effect Using Piezo-Birefringent Modulator*; Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 20, No. 12, pp. 2403-2409(1981)
20. Yin and T. M. Shay; *Theoretical model for a Faraday anomalous dispersion optical filter*; Optics Letters, Vol. 16, 20, pp. 1617-1619 (1991)
21. Mitsuteru Inoue, Keiji Isamoto, Takeshi Yamamoto and Toshitaka Fujii; *Magneto - optical Faraday effect of discontinuous magnetic media with a one - dimensional array structure*; Journal of Applied Physics, Vol. 79, 1611 (1996)
22. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and M. Zolotarev; *Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation*; Physics Review A, Vol. 62, 043403(2000)
23. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, and A. K. Zvezdin; *Extraordinary Magneto-Optical Effects and Transmission through Metal-Dielectric Plasmonic Systems*; Physical Review Letters, Vol. 98, 077401(2007)
24. Wang-Kong Tse and A. H. MacDonald; *Giant Magneto-Optical Kerr Effect and Universal Faraday Effect in Thin-Film Topological Insulators*; Physical Review Letters, Vol. 105, 057401(2010)
25. Wang-Kong Tse and A. H. MacDonald; *Magneto-optical Faraday and Kerr effects in topological insulator films and in other layered quantized Hall systems*; Physics Review, B84, 205327(2011)
26. J. Kerr; Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 5, Vol. 3, No. 19(1877)

27. Petros N. Argyres; *Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics*; Physics Review, Vol. 97, 334(1955)
28. Charles A. Fowler Jr. and Edward M. Fryer; *Magnetic Domains in Thin Films by the Faraday Effect*; Physics Review, Vol. 104, 552(1956)
29. Z. Q. Qiu, S. D. Bader; *Surface magneto-optic Kerr effect*; Review of Scientific Instruments, Vol. 71, 1243 (2000)
30. H. J. Williams, R. C. Sherwood, F. G. Foster, and E. M. Kelley; *Magnetic Writing on Thin Films of MnBi*; Journal of Applied Physics, Vol. 28, 1181 (1957)
31. P. S. Pershan, J. P. van der Ziel, and L. D. Malmstrom; *Theoretical Discussion of the Inverse Faraday Effect, Raman Scattering, and Related Phenomena*; Physics Review, Vol.143, 574(1966)
32. Sawa, K. Kurosawa, T. Kaminishi, T. Yokota; *Development of optical instrument transformers*; IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.5, 2, p.p. 884-891(1990)
33. Mitsuteru Inoue and Toshitaka Fujii; *A theoretical analysis of magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures*; Journal of Applied Physics, Vol. 81, 5659 (1997)
34. Mitsuteru Inoue and Ken'ichi Arai; *Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers*; Journal of Applied Physics, Vol. 83, 6768 (1998)
35. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing; *All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light*; Physics Review Letters, Vol. 99, 047601(2007)
36. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin & M. Bayer; *Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals*; Nature Nanotechnology, Vol. 6, pp. 370–376 (2011)
37. Aires Ferreira, J. Viana-Gomes, Yu. V. Bludov, V. Pereira, N. M. R. Peres, and A. H. Castro Neto; *Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids*; Physics Review, B 84, 235410(2011)
38. J. R. Morales¹, N. Amos, S. Khizroev and J. E. Garay; *Magneto-optical Faraday effect in nanocrystalline oxides*; Journal of Applied Physics, Vol. 109, 093110 (2011)

39. J. Williams, F. G. Foster, and E. A. Wood; *Observation of Magnetic Domains by the Kerr Effect*; Physics Review, Vol. 82, 119(1951)
40. Charles A. Fowler Jr. and Edward M. Fryer; *Magnetic Domains by the Longitudinal Kerr Effect*; Physics Review, Vol. 94, 52(1954)
41. D. B. Dove; *Photography of Magnetic Domains Using the Transverse Kerr Effect*; Journal of Applied Physics, Vol. 34, 2067(1963)
42. Wolfgang Rave, Rudolf Schäfer, Alex Hubert; *Quantitative observation of magnetic domains with the magneto-optical Kerr effect*; Journal of Magnetism and Magnetic Materials; Vol. 65(1), pp. 7-14(1987)
43. W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Carcia and C. R. Fincher; *Perpendicular magnetic anisotropy and magneto - optical Kerr effect of vapor - deposited Co/Pt - layered structures*; Journal of Applied Physics, Vol. 65, 4971 (1989)
44. L. H. Bennett, R. D. McMichael, L. J. Swartzendruber, S. Hua, D. S. Lashmore, A. J. Shapiro, V. S. Gornakov, L. M. Dedukh, and V. I. Nikitenko; *Magneto - optical indicator film observation of domain structure in magnetic multilayers*; Applied Physics Letters, Vol. 66, 888 (1995)
45. M. Grimsditch and P. Vavassori; *The diffracted magneto-optic Kerr effect: what does it tell you?*; Journal of Physics: Condensed Matter, Vol. 16, No. 9(2004)
46. S. Bhatti, C. Ma, X. Liu, and S. N. Piramanayagam; *Stress-Induced Domain Wall Motion in FeCo-Based Magnetic Microwires for Realization of Energy Harvesting*; Advanced Electronic Materials; Vol. 5(1) (2019)
47. C. Ma, T. Jin, X. Liu and S. N. Piramanayagam; *Switching domain wall motion on and off using a gate voltage for domain wall transistor applications*; Applied Physics Letters, Vol. 113(23) (2018)

第 3 章

磁気特性の変化 及び磁気スキルミオンバブルの生成

第3章 磁気特性の変化及び磁気スキルミオンバブルの生成

3.1 はじめに

電界効果によって駆動される磁化のダイナミクスは、超低消費電力のために情報技術に長期的な利点をもたらす可能性があると考えられる。一方、強磁性体層と重金属層からなる界面非対称多層膜中における Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用は磁壁、スキルミオン、およびスキルミオンバブルなどのトポロジカルスピントクスチャを安定化させることができる。これらのトポロジカルスピントクスチャは電界によって制御することができ、高度なスピントロニクスデバイスを開発するために大きな可能性がある。

電界 (EF: Electric Field) が誘起するスピントロニクス現象は超低消費電力の情報処理装置を考案するために利用できる。このことは情報関連産業に大きな利益をもたらす可能性がある^[1, 2]。特に磁気異方性などの磁気パラメータの変化^[3-7]、磁化反転^[5, 8-12]、磁区構造の変化^[13-15]、および磁壁の駆動^[16-21]を実現する上で重要な役割を果たす。さらに、非対称磁性体多層膜に関する最近の研究により、強磁性体/重金属界面で誘起される非対称の Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) ^[22-26]はキラル磁壁、スキルミオン、およびスキルミオンバブルを含む新しいトポロジカルスピントクスチャをさらに安定化できることを示した。一般的な研究では、スキルミオンバブルは固定されたキラリティを有するが、さらにコンパクトなナノスケールを有するスキルミオンと比較して直径が数百ナノメートルから約1マイクロメートルを有する位相的に非自明な磁区構造を示す^[24-26]。よって、一般的にナノスケールの渦状スピン構造を有する磁区構造をスキルミオンと定義され、マイクロスケールの渦状スピン構造を有する磁区構造をスキルミオンバブルと定義する。また、これらのトポロジカルスピントクスチャは、過去10年間にわたり理論的に予測され実験的にも実証されてきた^[22-25, 27]。このような非自明な磁区構造であるスキルミオンやスキルミオンバブルは超低電力情報処理ならびに高密度記憶および論理コンピューティングテクノロジー^[22-29]を開発するために新たな機会をもたらすことができると考えられる。

高密度記憶および論理コンピューティングテクノロジーに応用するため、情報分野において二進法によって表す一連の駆動可能な磁壁によってデジタル化され、磁気メモリ等の用途において不可欠な方法である。このような原理においては、スキルミオンおよびスキルミオンバブルに基づく情報処理用途にも応用可能である^[23-25, 30, 31]。理論的および実験的研究においてはトポロジカルスピネクスタチャが磁界或いは電流を印加することなどによる複数の異なる方法によってスキルミオン及びスキルミオンバブルの作成および駆動できることを示唆している^[22-26, 32-37]。しかしながら、電流に基づく方法は大量のエネルギーを消費し、一部の電気エネルギーが多く、熱エネルギーに変化し、ジュール熱を発生させる可能性が非常に大きく、これはマイクロスケールの寸法を有する回路への統合を妨げる。したがって、ジュール熱の発生問題が電界効果によって著しく抑制されることが可能であるため、電界効果の応用は磁壁の生成、駆動、そして制御するために非常に効率的な方法であると考えられる^[2, 38-47]。

磁壁の電界制御または電界アシスト駆動は既に実現されており^[16-20]、これは電界（ゲート電圧 $V_G = \pm 2 \sim \pm 10$ V）によって磁壁駆動速度を効果的にコントロールすることが可能である。また、磁壁のクリープ運動に対する不均一電界効果の影響がすでに研究されており^[48]、これは不均一に印加された電界が磁壁の運動を補助するために応用できることを示唆している。また、磁区構造もゲート電圧 V_G ($V_G = \pm 10$ V) の変化によって任意に変化可能である。さらに、最近になって局所的に印加されるゲート電圧 V_G ($V_G = \pm 3$ V) を用いて、低温で強磁性体薄膜からスキルミオンを作り出すことができることも可能である^[38]。ゲート電圧 V_G ($V_G = \pm 20$ V) による室温においてのスキルミオンバブルの生成および消滅も実証されている^[39]。さらに、最近の報告では電界効果を用いて、スキルミオンキラリティーを制御し、螺旋構造相^[40]とスキルミオン相との間の遷移を制御する^[49]ことが可能であることを示唆している。

この章では、室温において磁性体 (Co-Ni/ Pt) / 誘電体 (SiO₂) 界面に厚さ勾配と界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) を付与し、磁性多層薄膜及びレーストラック試料にゲート電圧 V_G が直接磁性層に印加し、磁壁とスキルミオンバブルの電界効果誘起生成と指向性運動に関する実験結果を提示する。ゲート電圧 V_G が直接磁性層に印加されると、磁性層内において磁壁及びスキルミオンバブルの電界誘起生成と指向運動を実験的に実証した。なお、金属 (Pt) / 誘電体 (SiO₂) 界面^[4-6]においては、四重極電気誘導による大きな電界誘起垂直磁気異方性の変化^[7]をもたらすユニークな方法として提案する。これは強磁性

体/誘電体界面において垂直磁気異方性が電界誘起電荷ドーピングによって変化する場合は異なる。本研究は、ある特定の垂直外部磁界の印加時においてキラル磁壁の運動に伴うスキルミオンバブルの生成を見出した。これは、スキルミオンバブルを生成させるための新しい方法として応用できると考えられる。

3.2 試料作製及び測定方法

3.2.1 厚さ勾配を有する試料の作製

本研究は電界誘起スピントロニクス現象を観察し、かつ情報機器への応用を可能にするためマイクロスケールの素子を作製する必要がある。試料作製時にステンスルフォトグラフィー法とフォトリソグラフィー法を用いた。試料作製時にフォトリソグラフィー法のみを使用した場合、スパッタ時に原子がレジストの壁に堆積しやすく、リフトオフを施しても壁部分に堆積した薄膜を取り除くことが困難であるため、リフトオフ後に試料断面両エッジ部分の膜厚が中心部分の膜厚よりも高いことがこれまでの実験ですでにわかった。よって、作製した試料の各部分の磁気異方性がほぼ変化しないことが考えられ、更にエッジ部でピンニングが非常に発生し易いことが考えられる。一方、ステンスルリソグラフィー法を用いることによって、Ni マスクが基板との間に僅かな距離があるため、エッジ部にスパッタされる原子が基板まで斜め入射されることが可能である、よって膜厚が 0 nm から増加する厚さ勾配をエッジ部に付与することができ、ピンニングの発生も抑えることが出来る。磁性層の膜厚が数オングストローム以下の場合には磁性層のスピンの面内方向の可能性が大きく、それ以上になるとスピンの垂直方向になる可能性があるため、厚さ勾配を付与することによって試料の長さ方向において垂直磁気異方性の変化が可能、更に電界効果によって磁壁の生成や駆動が期待できる。よって、試料に厚さ勾配を付与するためにステンスルフォトグラフィー法は不可欠なプロセスであるため、本研究はステンスルフォトグラフィー法とフォトリソグラフィー法を選択し、試料作製にはこの二つの方法を用いた。

また、本研究はスキルミオンバブルを生成するために、磁性層に DMI を付与する必要がある。磁性層を対称的な膜厚で作製すると界面 DMI が非常に小さくほぼゼロになる。DMI を有しない磁性層内で粒子状磁区の生成は可能であるが、しかし生成した粒子状磁区のスピン構造が渦状構造ではなく、磁気バブルであ

る可能性が非常に高いことが以前の研究ですでにわかっている。そのため、スキルミオンバブルの生成が理論的には困難と考えられる。一方、作製した薄膜には強磁性体/ 重金属界面での反転対称性^[23- 25, 50]を破壊すると、特定の界面 DMI が Co-Ni/ Pt 界面で発生すると予想されるため、本研究は Co-Ni/ Pt 多層膜を選択した。よって、本研究は Co-Ni/ Pt 磁性層の膜厚対称性を破壊し DMI を付与するために、 $[\text{Pt}(0.5 \text{ nm})/\text{Co-Ni}(0.5 \text{ nm})/\text{Pt}(0.5 \text{ nm})/\text{Co-Ni}(0.5 \text{ nm})/\text{Pt}(1.0 \text{ nm})]$ のように各層を異なる膜厚で製膜した。このような非対称膜構造を用いることによって磁性層に DMI を付与することが可能になり、スキルミオン及びスキルミオンバブルの生成が期待できる。

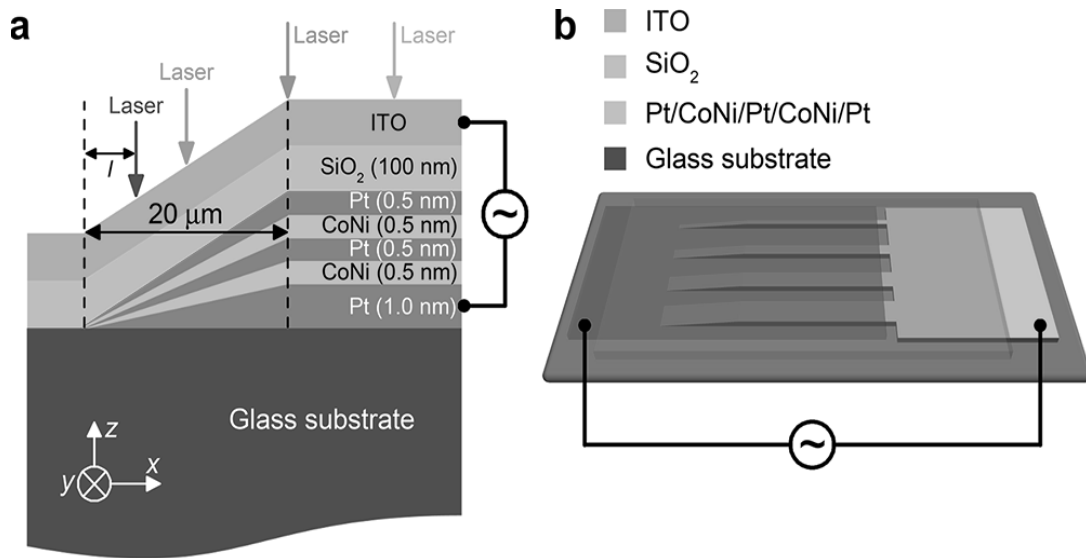


図 3.1 電界によって制御される試料の模式図 (a) 薄膜試料の断面模式図、(b) レーストラック試料の模式図

図. 3.1 には素子の断面模式図を示す。 $[\text{Pt}(0.5 \text{ nm})/\text{Co-Ni}(0.5 \text{ nm})/\text{Pt}(0.5 \text{ nm})/\text{Co-Ni}(0.5 \text{ nm})/\text{Pt}(1.0 \text{ nm})]$ 多層膜を電極と接触し、 x 方向に沿って長さ $20 \mu\text{m}$ の人工的な厚さ勾配を付与した。ゲート電圧印加を可能にするため、磁性層の上に絶縁層とゲート電圧印加電極層を作製した。図に示されるように、ゲート電圧 V_G は Pt/Co-Ni 多層膜と ITO 層間に印加される。(a) には作製した多層構造が x 方向に沿って左端から $20 \mu\text{m}$ の長さの厚さ勾配を有するように成膜した模式図を示す。磁性層は $x = 0 \mu\text{m}$ において膜厚が 0 nm から $x = 20 \mu\text{m}$ において膜厚が 3 nm まで増加したことを示す。また、(b) に示すように多層構造

に基づいて、左端に厚さ勾配を有するいくつかの細線幅の異なるレーストラックの作製も行った。また、試料のヒステリシスループを測定するためにレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いた。レーザースポットの位置と膜厚が 0 nm に等しい試料左端($x = 0 \mu\text{m}$)との距離を l とした。

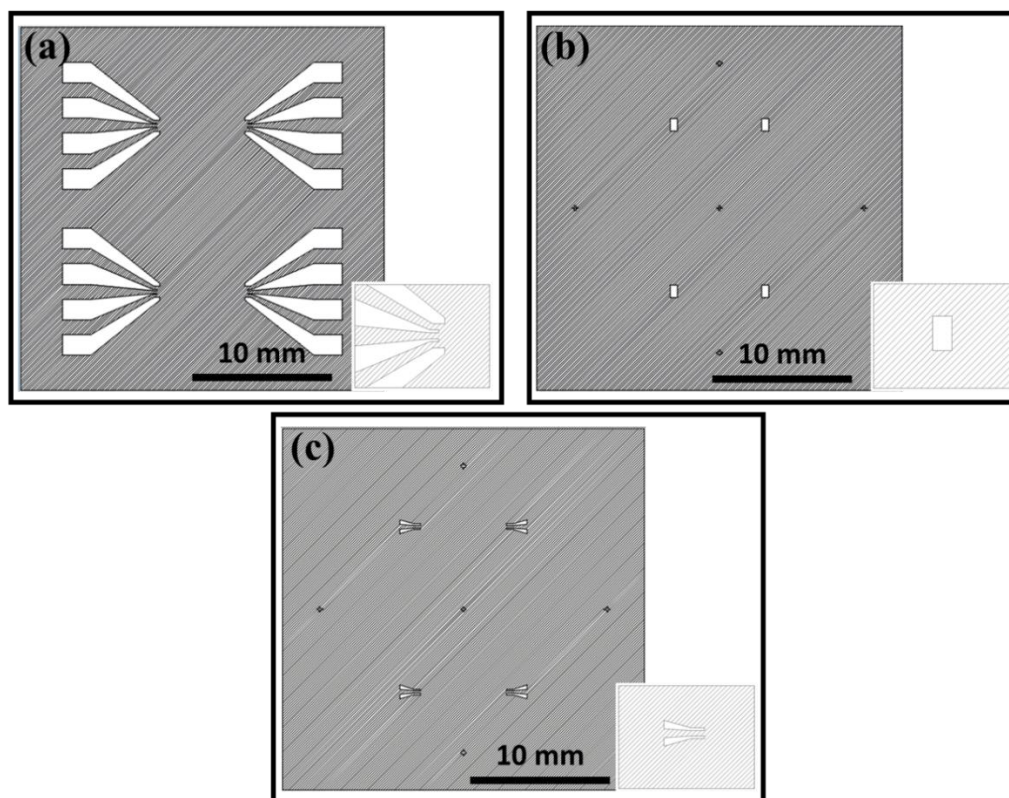


図 3.2 CAD を用いて設計したステンシルリソグラフィー用 Ni マスク (a)電極用ステンシルマスクの設計図、(b)絶縁層用ステンシルマスクの設計図、(c) ITO 電極用ステンシルマスクの設計図

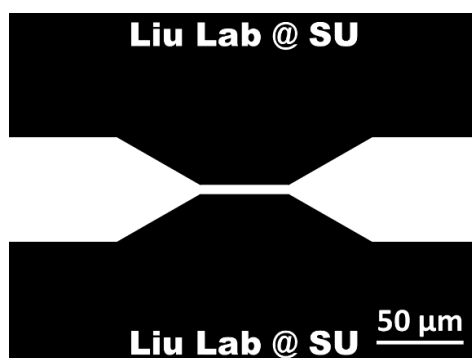


図 3.3 フォトリソグラフィー用のソフトマスクの設計図

本研究はステンシルリソグラフィー法を用いるために CAD でニッケルステンシルマスクを設計し、本研究室においてレーザー彫刻を用いて作製した。図 3.2 に 3 種類のステンシルマスク設計図を示す。ステンシルマスクのサイズは $26.0 \times 26.0 \text{ mm}$ で設計した。(a)には電極用ステンシルマスク設計図を示し、挿入図は電極先端の形状を示す。(b)には絶縁層用ステンシルマスクの設計形状を示す。(c)にゲート電圧 V_G 印加用 ITO 電極のステンシルマスクの設計図を示し、挿入図は ITO 電極先端部分の設計形状を示す。また、レーストラック作製時にフォトリソグラフィー法を用いる必要があるため、ソフトマスクを設計し、フォトレジストと露光装置を用いて基板表面にソフトマスクを作製した。図 3.3 にソフトマスク設計図を示す。図に示した白色部分はフォトリソグラフィー法を用いる際に露光される細線部である。なお、中央細線部分の幅は約 $3 \sim 10 \mu\text{m}$ で設計した。

まず、この実験では厚さ $20 \mu\text{m}$ のステンシルマスクを使用し、ターゲットから基板までの距離を 70 mm に設定した。一方、磁性層の片側には Ta(3 nm)/Cu(100 nm)/Ta(10 nm)/Ti(1 nm)の膜構造を有する電極で接続した。電極層作製時にガラス基板への付着性を増加させるために Ti 下地層を用いた。更に導電性を増すために電極層を Cu で作製したが、しかしリフトオフ溶液はアルカリ性であり、リフトオフ時に Cu 層と化学反応を引き起し水酸化銅が生成されるため、Cu 電極層の上下に Ta 保護層を作製した。

磁性層の作製には DC マグネトロンスパッタリング法を用いた。スパッタ時にはチャンバを真空にした後、Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.0 nm)の薄膜を 0.35 Pa の Ar ガス雰囲気中で DC マグネトロンスパッタリングによって成膜した。スパッタリング装置の到達圧力は約 $5 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ に設定した。レーストラック用のソフトマスクを幅 $3 \sim 10 \mu\text{m}$ 、長さ $300 \mu\text{m}$ 、厚さ 500 nm で設計し、フォトレジスト (AZ5200) をガラス基板上に塗布し、マスクレスフォトリソグラフィー法によって製作した。現像した基板を幅 $500 \mu\text{m}$ 、長さ $500 \mu\text{m}$ の正方形開口部を有するニッケルステンシルマスクでカバーした。ニッケルステンシルマスクは磁性細線と接触しないように慎重に調整され、電極と接続していないレーストラックの部分を覆うように磁石で取り付けた。ステンシルマスクの厚さのため、スパッタリング法で試料作製中に磁性細線の先端部に厚さ勾配が形成される。スパッタ後試料にリフトオフを施し、レーストラックが形成される。

磁性層のフォトリソistをリフトオフした後、基板に再度フォトリソist溶液を塗布し絶縁層用のレジストマスクを作製した。厚さ 100 nm を有する SiO_2 絶縁層を 0.2 Pa の Ar ガスと 10 %の O_2 雰囲気中で RF スパッタリング法によって堆積させ、磁性層の全体をカバーするよう作製した。その後、さらに厚さ 5 nm の ITO 電極を 0.4 Pa の Ar ガス雰囲気中において DC マグネトロンスパッタリング法によって磁性層および SiO_2 絶縁層の上に堆積させた。

図 3.4 に光学顕微鏡を用いて観察した結果を示す。(a)に作製したゲート電圧 V_G 印加用試料と(b)に作製した左端に厚さ勾配を有するレーストラック試料の光学顕微鏡による観察結果を示す。

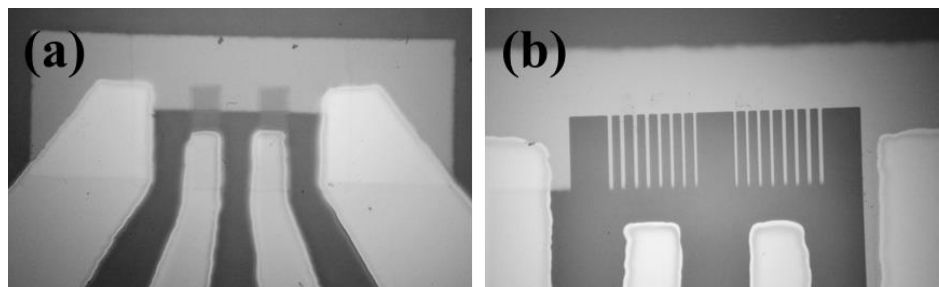


図 3.4 作製した試料の光学顕微鏡による観察結果 (a)ゲート電圧 V_G 印加用試料の観察結果、(b) ゲート電圧 V_G 印加用レーストラック試料の観察結果

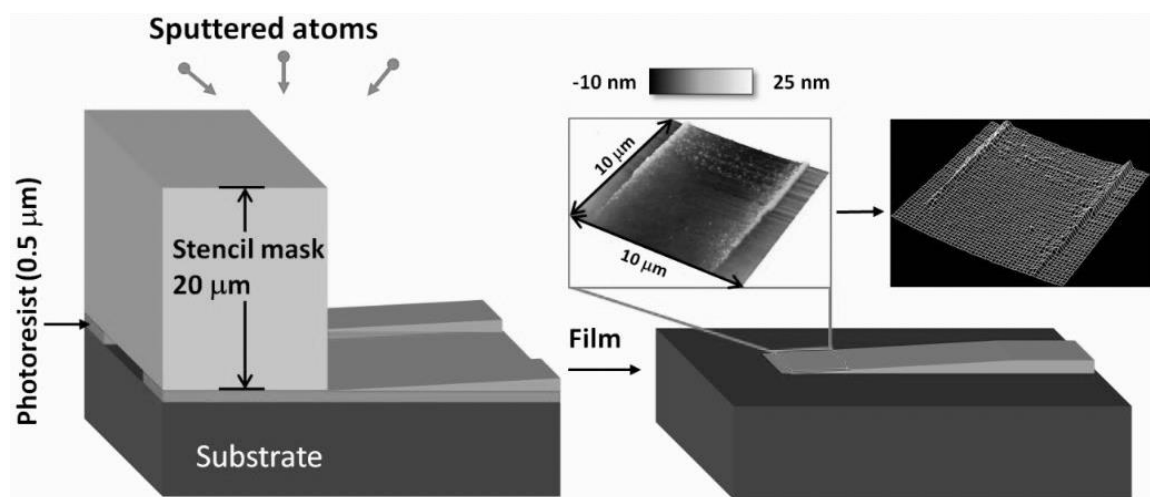


図 3.5 薄膜厚さ勾配の模式図および原子間力顕微鏡(AFM)による厚さ勾配の測定結果

図 3.5 の左側の模式図に示したように、片端にテーパー状構造を有する磁性レーストラックはフォトリソグラフィ法およびステンシルリソグラフィ法によって作製した。 $0.5\text{ }\mu\text{m}$ の深さを有するフォトレジスト溶液塗布層は通常のフォトリソグラフィ法によって露光し、その後に現像した。フォトレジスト塗布層の一端を覆うように Ni ステンシルマスクを慎重に配置した。マグネトロンスパッタリング装置内では、スパッタされた原子は広い分散角度で変化し、ステンシルマスクの厚さによってスパッタされた原子はステンシルマスクの端において基板まで斜めに入射され膜厚が不均一になった。このように試料の端部に厚さ勾配を人工的に付与させることができたと考えられる。その後、ステンシルマスクを除去し、フォトレジストをリフトオフした後にレーストラックの先端にテーパー状構造が形成される。挿入図には原子間力顕微鏡(AFM)によるレーストラック先端部分の測定結果を示す。レーストラック磁性層の長さ方向に厚さ勾配が $0\sim 3\text{ nm}$ までの厚さ勾配を付与できたことが確認できる。一方、レーストラック先端部分の両側には完全にレジストの壁に堆積した磁性層を完全に除去出来なかったことを確認でき、磁壁移動時にピンニングサイトになる可能性を示唆している。この実験ではターゲットから基板までの距離 $70\text{ }\mu\text{m}$ 、厚さ $20\text{ }\mu\text{m}$ のステンシルマスクを使用した。また、Ni ステンシルマスク厚さの変更、或いはスパッタリング装置内においてターゲットから基板までの距離を変化させることによって、スパッタされる原子の入射角が変化されテーパー状構造部分の勾配を制御できると考えられる。

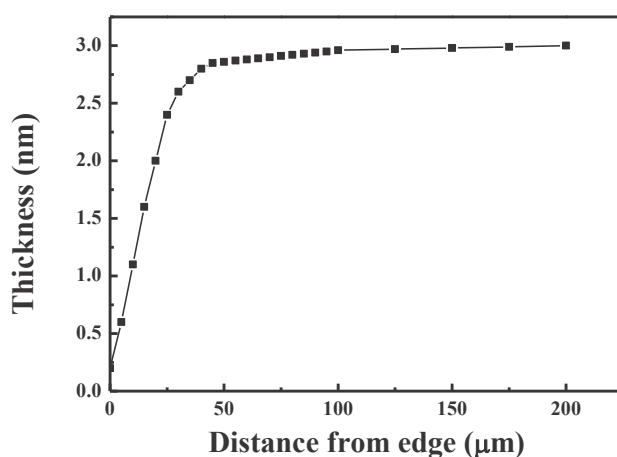


図 3.6 Co-Ni/ Pt 薄膜の左エッジからの距離と膜厚の依存性

図 3.6 に実際に作製した試料のエッジ側から距離 l までの膜厚の依存性を示す。レーストラック先端部の膜厚 0 nm から距離 $l=20\text{ }\mu\text{m}$ までの増加に伴い試料の膜厚も約 2.5 nm まで増加した。また、距離 $l>40\text{ }\mu\text{m}$ になると膜厚が約 3.0 nm まで均一的に堆積したことが分かる。この結果から実際に作製した試料はエッジ側から $l=20\text{ }\mu\text{m}$ までに人工的にテーパー状構造を付与することに成功した。多層構造は x 方向に沿って左端から $20\text{ }\mu\text{m}$ の長さの厚さ勾配を有するように製造され、多層膜構造の膜厚が $l=20\text{ }\mu\text{m}$ において膜厚約 2.5 nm から $l=0\text{ }\mu\text{m}$ での 0 nm まで減少することを意味する。

以上の AFM による試料エッジ部の測定結果から、本研究はステンシルリソグラフィ法とフォトリソグラフィ法を用いて作製した試料のエッジ部に長さ約 $20\text{ }\mu\text{m}$ 、膜厚 0~3 nm の厚さ勾配を付与することに成功した。試料作製時にステンシルリソグラフィ法を用いたプロセスは不可欠であると考えられる。また、ステンシルリソグラフィ法を用いて試料作製の際、エッジ側に付与した厚さ勾配の長さは Ni マスクの厚さに依存することが考えられる。よって、厚さ勾配を有する部分の長さは調整可能であると考えられる。一方、レーストラック試料を作製する際にフォトリソグラフィ法を用いたため、長さ方向の両側に不規則な粒状が形成され、壁になったのを観察した。このような不規則な粒状は高さ 1 nm 以上を有するため、レーストラックの両壁側の磁気特性は垂直磁気異方性であると考えられる。また、このような不規則な粒状は磁壁移動を妨げるピンニングサイトになる可能性もある。

3.2.2 厚さ勾配を有する試料の測定方法

作製した試料のエッジ側がテーパー状構造であるため異なる部分において局所的な垂直方向ヒステリシスループを測定する必要がある。局所領域の垂直方向ヒステリシスループの測定方法としては、前章で記述した本研究室で作製したレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いて行なった。このレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡では、波長 532 nm の円偏光レーザーを 50 倍の高解像度対物レンズによって直径が約 400 nm 以下のスポットサイズに集束させた。そのようなスポットサイズは、異なる部分で局所領域の垂直方向ヒステリシスループの測定を確実に行うことができ、この実験で作製された [Pt(0.5 nm)/ Co-Ni(0.5 nm)/ Pt(0.5 nm)/ Co-Ni(0.5 nm)/ Pt(1.0 nm)] 多層膜試料では厚さは約 0 nm から 3 nm までの変化、そして試料移動幅が $200\text{ }\mu\text{m}$ まで移動する範囲内においては十分対応できる。

また、磁区構造及び磁壁移動の観察では磁気光学カー効果(MOKE)顕微鏡を用いて観察した。観察で十分なコントラストを得るために 100 W の水銀ランプを使用した。磁気光学カー効果顕微鏡では 0.3 μm の解像度を有する 50 倍対物レンズを使用した。この実験では、磁気光学カー効果 (MOKE) 顕微鏡は極カー効果を観察するようにセットアップされている。

3.3 膜構造の最適化及び磁気特性

本研究はまず Co-Ni/ Pt 多層膜の磁気特性と電界誘起磁壁駆動力についての実験を行なった。本研究は Co-Ni/ Pt 多層膜の膜厚最適化を探るために、それぞれの膜構造を有する薄膜試料から磁気特性を測定する必要がある。前節で述べたように、非対称膜構造が DMI 変化の要因であるため、本研究は非対称性膜構造を有する薄膜を作製した。また、Co-Ni/ Pt 各層間は強磁性体と重金属の界面効果によって DMI が変化するため、各層の膜厚を数オングストローム変化させた。さらに、総膜厚の変化も磁気特性変化の要因であるため、層数も変化させる必要がある。本研究はこのように各試料の磁気特性を測定し、膜構造の最適化を探る必要がある。

膜構造の最適化を図るために、様々な膜厚や膜構造を有する試料を作製し、試料振動型磁力計とレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いてこれらの試料の磁気特性を測定した。その測定結果を図 3.7 に示す。これらの磁気特性の測定結果から、全ての試料から垂直磁気異方性が見られるが、しかし Pt 重金属下地層の膜厚を増加させると保磁力 H_C 、残留磁化 M_R 、異方性磁界 H_K が共に増加する傾向が見られる。これは非対称の膜構造を有する試料には磁性体/ 重金属の界面効果によって磁気特性が大きく変化したと考えられる。また、各ヒステリシスループを確認すると (b) では Pt 重金属トップ層の膜厚を 0.2 nm まで減少させると、垂直磁気異方性が減少したのを観察できる。(c)を確認すると膜構造の変化によって、垂直方向の保磁力と異方性磁界が増加したが、しかし面内方向の保磁力も共に増加したのを観察できる。(d)、(e)、(f)に示した試料は優れた垂直磁気異方性を示すが、しかし右下挿入図のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡による測定結果では中間層の Pt の膜厚が 1 nm を超えるとヒステリシスループが二段階になり、バルクハウゼン効果が見られるようになった。これは外部磁界を印加するときに強磁性体層に磁化反転するが、しかし試料の Pt 重

金属中間層によって磁区が上下二層になって磁化が変化し、磁壁が上下層間において不連続の移動をすることになった。

以上の結果から(a)の膜構造とスパッタ条件を最適化条件であることを確認した。磁性層、絶縁層及びITO層の最適条件の結果を Tab. 3.1 に示す。磁性層とITO電極層はDCマグネトロンスパッタリング装置によってAr雰囲気中で製膜した。磁性層の各層のスパッタリング電力は3 Wで25秒間堆積し、ただしPt下地層は60秒間堆積した。SiO₂絶縁層はRFマグネトロンスパッタリングによって製膜した。絶縁層のスパッタリング電力は15 Wで2時間堆積した。ITO電極層のスパッタリング電力は12 Wで3分堆積した。また、全ての層を製膜するときスパッタリング装置の到達圧力は約 5×10^{-5} Paに設定した。

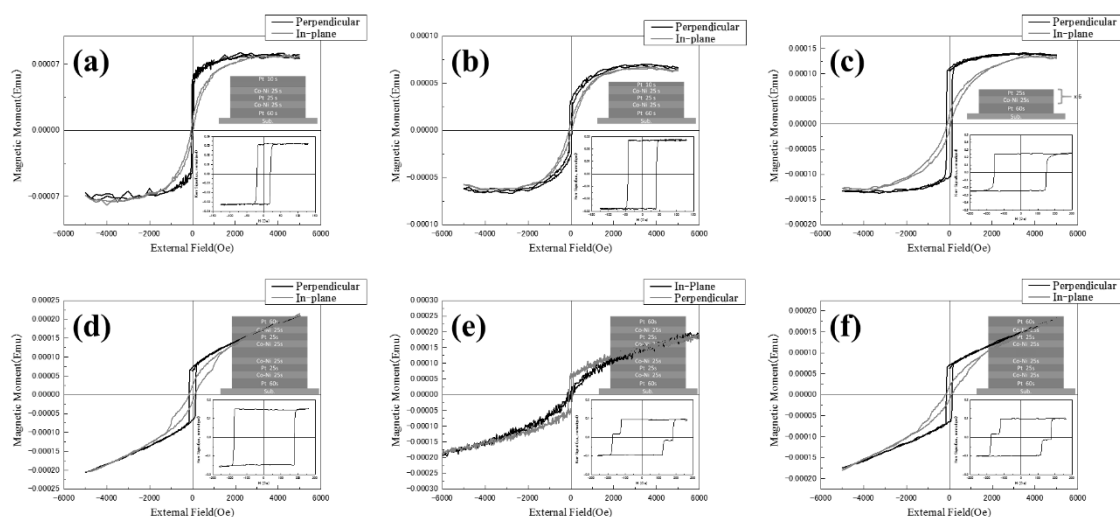


図 3.7: 各膜厚作製条件試料の磁気特性 (a) [Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.0 nm)]、(b) [Pt(0.2 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.0 nm)]、(c) [[Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)]₆/Pt(1.0 nm)]、(d) [Pt(1.0 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.8 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.0 nm)]、(e) [Pt(1.0 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.0 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.0 nm)]、(f) [Pt(1.0 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.2 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(0.5 nm)/Co-Ni(0.5 nm)/Pt(1.0 nm)]

Table 3.1 各層の最適作成条件

	Pt/CoNi/Pt/CoNi/Pt	SiO ₂	ITO
スパッタ方式	DC マグネトロン スパッタ装置	RF マグネトロン スパッタ装置	DC マグネトロン スパッタ装置
スパッタガス	Ar	Ar, O ₂	Ar
到達圧力	5.0×10 ⁻⁵ Pa 以下		
スパッタ電力	3 w	15 w	12 w
スパッタ時間	25s/ 25s/ 25s/ 25s/ 60s	2 hour	3 min

3.4 ゲート電圧印加試料の磁気特性

3.4.1 厚さ勾配を有する試料の磁気特性

前節で最適化した膜構造を用いて、試料のエッジ側に厚さ勾配を付与した試料を作製し、試料の各部分の磁気特性を測定する必要がある。各部分の磁気特性を調べることによって試料の磁気構造、スキルミオンバブルの発生位置、磁壁駆動の駆動力への理解が容易になるため、本研究はまずゲート電圧を印加せず、試料各部分の磁気特性の測定を行った。

図. 3.8 は室温において本研究室で作製したレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いて異なる位置において、実験的に測定された垂直方向のヒステリシスループを示す。左端とレーザースポットとの間の距離を ℓ とする。測定結果から確認すると $\ell = 10 \mu\text{m}$ 付近では磁化困難軸方向を示しているが、距離 ℓ の増加に伴い磁化容易軸方向となった。また、 $30 \mu\text{m}$ 以上では優れた垂直磁気異方性を有する。図. 3.9 にエッジからの距離 ℓ と角形比 M_R/M_S の依存性を示す。距離 ℓ が 0 から $25 \mu\text{m}$ までの増加に伴い角型比も急激に増加した。また、 $25 \mu\text{m}$ 付近において角型比はほぼ 1 に達する。図. 3.10 にエッジ側からの距離 ℓ と保磁力 H_C の依存性を示す。保磁力 H_C は距離 ℓ の増加に伴い増加することがわかる。さらに、図. 3.11 には異なる膜厚において、実験的に測定された垂直方向のヒステリシスループから膜厚と保磁力の依存性を示す。膜厚が 2.5 nm 以下では約 0.2 mT の保磁力を示すが、 2.5 nm から 3.0 nm の間では膜厚の増加に伴い保磁力 H_C が 0.3 mT から 3.5 mT まで急激に増加したのがわかる。なお、レーザー

スポット直径サイズは 400 nm 以下となるようにレーザー光源をセットアップした。

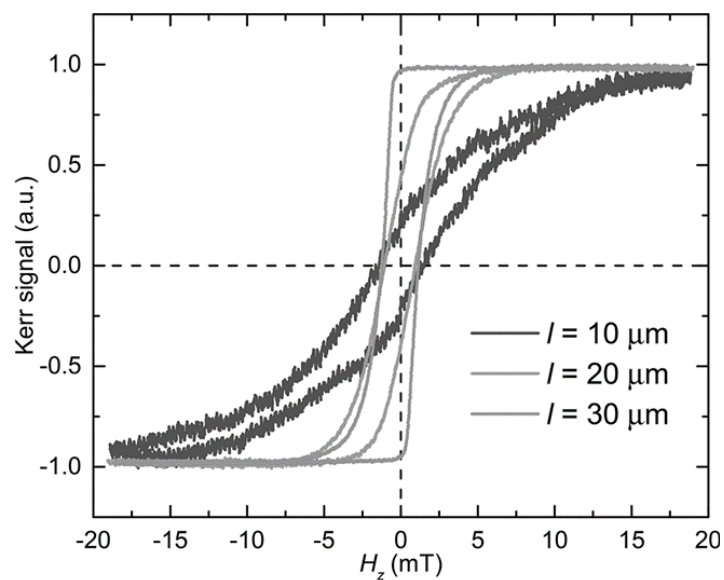


図 3.8 試料左エッジから異なる距離のヒステリシスループ

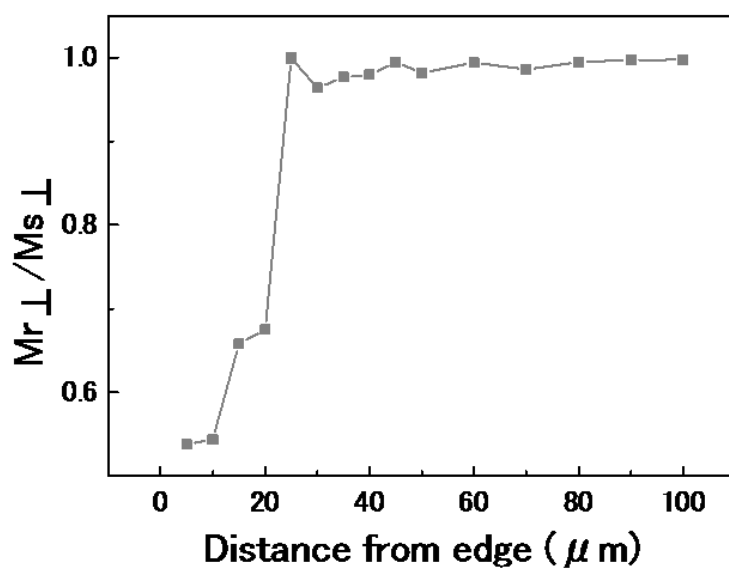


図 3.9 試料左エッジからの距離と角型比の依存性

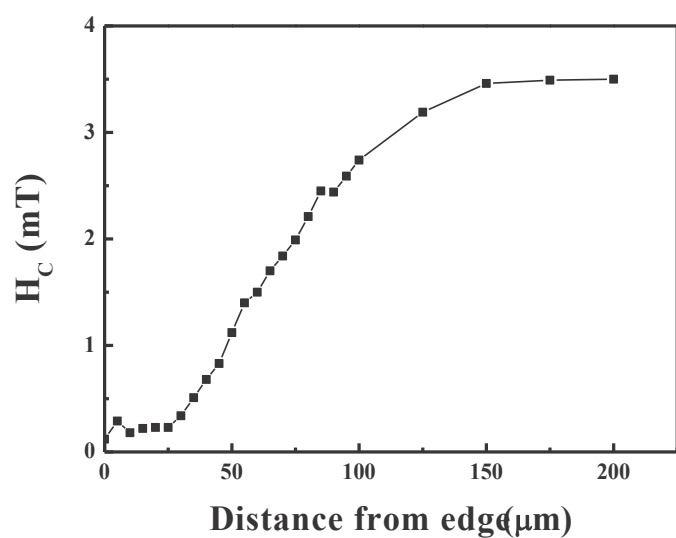


図 3.10 試料左エッジからの距離と保磁力の依存性

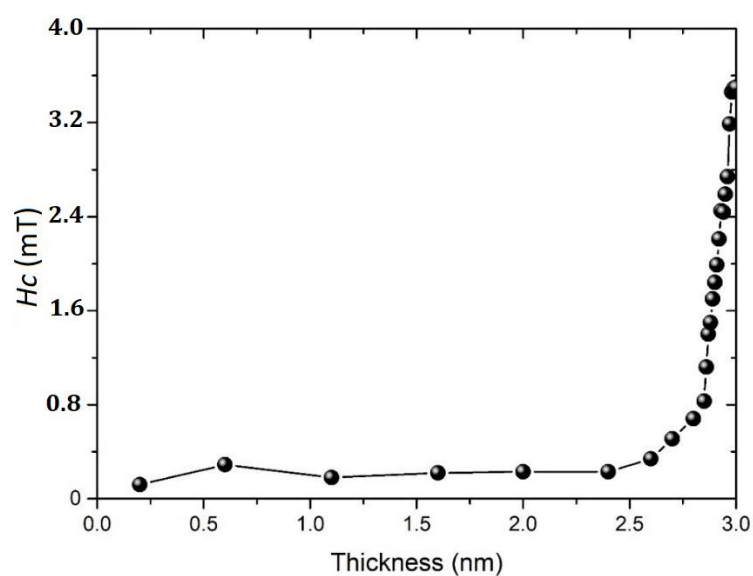


図 3.11 試料膜厚と保磁力の依存性

以上の結果から、試料のエッジ側に厚さ勾配領域が形成されたことが再度確認できる。左端から右に向かって厚さが増加すると、残留磁化 M_R が増加する。 M_R/M_S の値は ℓ の増加に伴い増加し、 $\ell > 25 \mu\text{m}$ のときにほぼ 1 に達することがわかる。これは厚さ勾配が左端付近で遷移領域を有することを示している。また、図 3.11 の結果から試料の膜厚の減少に伴い保磁力が減少し、厚さ勾配のあ

る領域では垂直磁気異方性 (PMA: perpendicular magnetic anisotropy) が減少する。一方、厚さ勾配のない領域はほぼ一定で優れた垂直磁気異方性を示す。テーパー状構造を有するエッジ側から磁化が生じ^[23-25]、さらに左端部付近において垂直磁気異方性の減少に伴い左エッジ側の付近において磁気異方性の遷移領域が形成された要因と考えられる。

3.4.2 ゲート電圧 V_G 印加時の磁気特性

前節ではゲート電圧を印加しない時の磁気特性を測定した。一方、磁性層にゲート電圧 V_G を印加する時に電界効果が直接 Co-Ni/ Pt 界面に作用し、電界効果によって Pt の電子軌道への変化をもたらす。Pt 軌道の変化と強磁性体のスピンとの相互作用によって、試料各部の磁気特性が変化する可能性が非常に大きい。よって、試料にゲート電圧 V_G を印加する時に各部の磁気特性を調べる必要がある。そのため、本研究は様々な条件下においてゲート電圧 V_G を印加し、試料各部の磁気特性を測定した。

図. 3.12 に異なる大きさのゲート電圧 V_G を印加し、 $\ell = 30 \text{ }\mu\text{m}$ において本研究室で作製したレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いて測定した垂直方向のヒステリシスループを示す。但し、カー信号は補正されている。ゲート電圧 V_G 印加無しの場合は優れた垂直磁気異方性を示し、保磁力は約 0.2 mT を示した。ゲート電圧 $V_G = -4 \text{ V}$ を印加した場合においても優れた垂直磁気異方性を示し、保磁力が約 0.17 mT を示した。ゲート電圧 $V_G = -10 \text{ V}$ を印加した場合においては測定結果から確認できるように垂直磁気異方性と残留磁化 M_R が共に減少し、保磁力が約 0.1 mT まで減少した。負のゲート電圧 V_G を印加することが保磁力の減少をもたらす原因であることを示す。

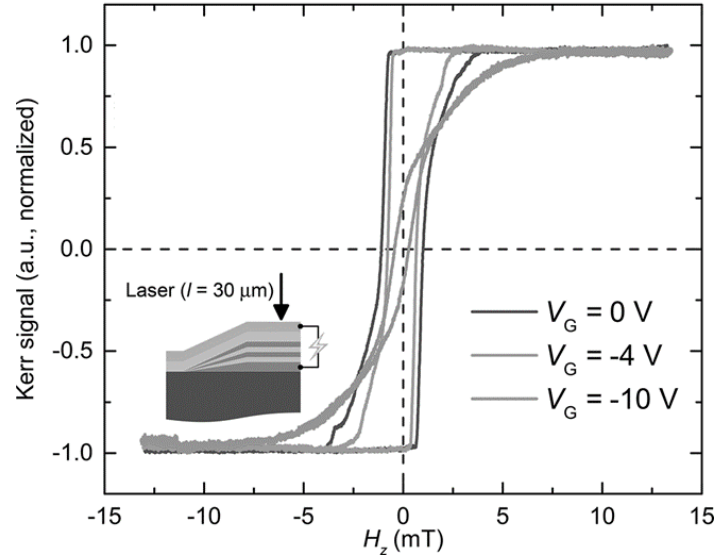


図 3.12 $l = 30 \mu\text{m}$ において各ゲート電圧 V_G 印加時の磁気特性

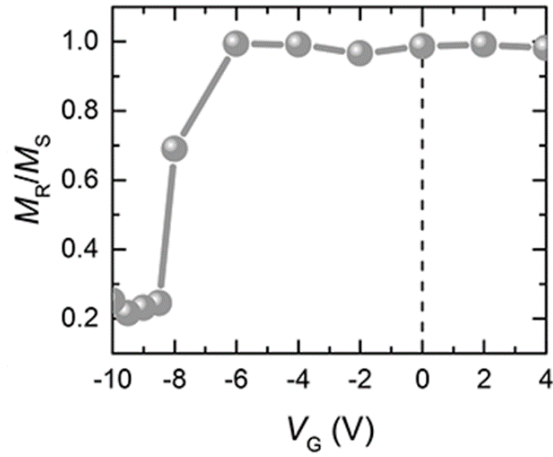


図 3.13 $l = 30 \mu\text{m}$ において異なる大きさの印加ゲート電圧 V_G と角形比 M_R / M_S の依存性

図. 3.13 に異なる大きさの印加ゲート電圧 V_G と角形比 M_R / M_S の依存性を示す。ゲート電圧 V_G が印加されると、正 ($V_G = +4$ V) または負 ($V_G = -4$ V) のいずれかで保磁力がわずかに減少することを示している。また、角形比 M_R / M_S がゲート電圧 $-8 \text{ V} < V_G < -6 \text{ V}$ 間で急激に減少することがわかる。ここで、負のゲート電圧 V_G は多層膜試料の Pt/ SiO_2 界面でゲート電圧 V_G が誘起した電子が蓄

積され、磁性層のスピンが斜めに向き始めたことによって、保磁力 H_C と残留磁化 M_R がゲート電圧 V_G の増加に伴い減少したと考えられる。さらに、より大きな V_G が印加されると ($V_G = -10$ V)、測定されたカー信号は、著しく減少した M_R ならびにヒステリシスループの変化を示し、これは試料測定部分の垂直磁気異方性が減少したことを示唆する。

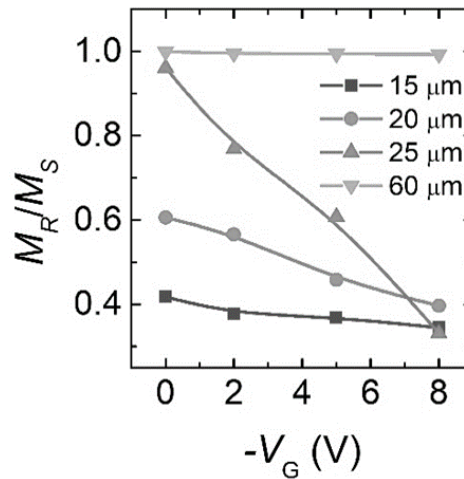


図 3.14 各位置におけるゲート電圧 V_G と角型比 M_R/M_S の依存性

図. 3.14 ではエッジからレーザースポットまで異なる l に対して垂直方向の角型比 M_R/M_S とゲート電圧 V_G の依存性を示している。試料エッジからレーザースポットまで異なる距離 $l = 15 \mu\text{m}$ 、 $20 \mu\text{m}$ 、 $25 \mu\text{m}$ および $60 \mu\text{m}$ の各ゲート電圧 V_G 印加時に測定されたヒステリシスループから角型比を算出した。ここで、 l はマイクロレーザー磁気光学カー効果顕微鏡によってヒステリシスループ測定時に試料の左側エッジからレーザースポットまでとの距離とする。測定結果においてはゲート電圧 V_G が 0 V 時に左端に向かって l の減少に伴い試料の残留磁化も減少したことが確認できる。よって試料の厚さ勾配によってもたらされる垂直磁気異方性の勾配が存在することを示唆する。

一方、 l が $15 \mu\text{m}$ においてはゲート電圧 V_G を印加しても角型比は僅かに低下し、低い値を維持する。 l が $20 \mu\text{m}$ と $25 \mu\text{m}$ では磁気異方性の遷移領域であり、ゲート電圧 V_G の印加に伴い角型比が減少したのがわかる。特に $l = 25 \mu\text{m}$ ではゲート電圧 $V_G = -8$ V の印加によって角型比が急激に約 1 から約 0.3 まで減

少しした。一方、 l が $60\text{ }\mu\text{m}$ においては膜厚が一定の領域であり、ゲート電圧 V_G を印加しても角型比がほぼ変化せず依然と約 1 である。この結果から、試料各部の垂直磁気異方性がゲート電圧 V_G 印加に伴う磁気特性の変化がわかる。また、面内方向のスピンの垂直方向のスピンの変化する $l = 25\text{ }\mu\text{m}$ 付近の垂直磁気異方性遷移領域においてはゲート電圧 V_G に依存し、ゲート電圧 V_G がマイナス方向に増加すると垂直磁気異方性遷移領域が $l > 25\text{ }\mu\text{m}$ 領域へ移動することが考えられる。また、後述する磁壁駆動においては、垂直磁気異方性遷移領域の変化は磁壁駆動の動力原になることも考えられる。

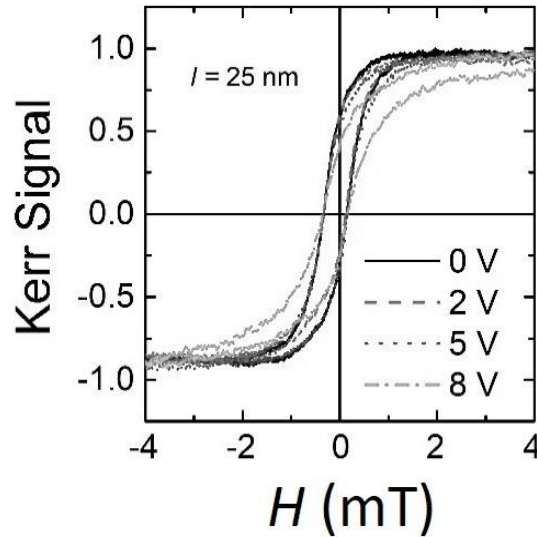


図 3.15 距離 $l = 25\text{ }\mu\text{m}$ において異なるゲート電圧 V_G に対して測定されたヒステリシスループ

図. 3.15 では異なる印加ゲート電圧 V_G に対して試料のエッジからレーザースポットまでの距離 $l = 25\text{ }\mu\text{m}$ の場所で測定されたヒステリシスループを示す。ゲート電圧 V_G の増加に伴い保磁力 H_C 、残留磁化 M_R 、角型比と垂直磁気異方性が共に減少したのがわかる。これらの結果より、ゲート電圧 $V_G < -6\text{ V}$ のとき試料の垂直磁気異方性は著しく減少し、Pt/SiO₂ 界面においてマイナスのゲート電圧 V_G が誘起した電子が蓄積され、蓄積された電子が Pt の電子軌道に変化をもたらし、Co-Ni のスピンとの相互作用によって磁気特性が変化し、垂直磁気異方性の減少をもたらした可能性があることを示唆する。

また、本研究からプラスとマイナスの電圧効果の影響は対称的であることも発見した。図 3.16 に試料のエッジからレーザースポットまでの距離を $\ell = 40 \mu\text{m}$ の場所で測定したヒステリシスループから取り出した保磁力と印加ゲート電圧 V_G の依存性を示す。ゲート電圧 V_G 絶対値の増加に伴い保磁力は共に減少することが見られ、図のプラスとマイナス側はほぼ対称的であることがわかる。また、ゲート電圧 $V_G > |10 \text{ V}|$ の場合においては保磁力がほぼ 0.1 mT まで減少する。

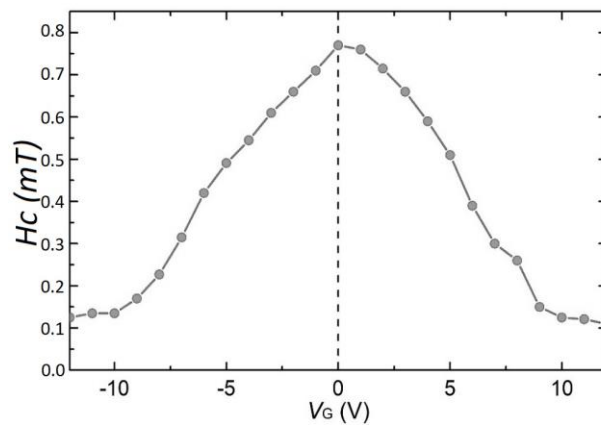


図 3.16 $\ell = 40 \mu\text{m}$ においてゲート電圧 V_G と保磁力 H_C の依存性

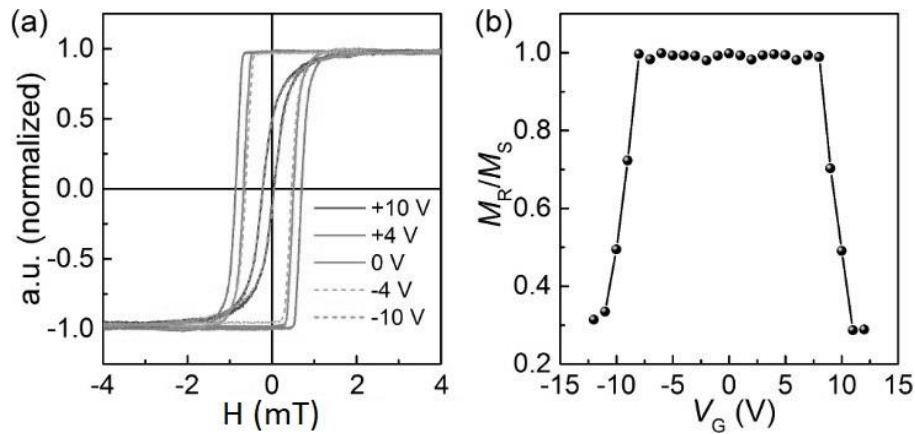


図 3.17 $\ell = 40 \mu\text{m}$ において異なるゲート電圧 V_G 印加時の磁気特性及びゲート電圧 V_G と角型比 M_R/M_S の依存性 (a) $\ell = 40 \mu\text{m}$ において各ゲート電圧 V_G 印加時の磁気特性、(b)ゲート電圧 V_G と角型比 M_R/M_S の依存性

図. 3.17 に試料の $\ell = 40 \text{ }\mu\text{m}$ の場所において各値のゲート電圧 V_G を印加した場合のヒステリシスループとゲート電圧 V_G に対する角型比の依存性を示す。(a) に試料のエッジからレーザースポットまでの距離 $\ell = 40 \text{ }\mu\text{m}$ の場所でそれぞれのゲート電圧 $V_G = +10 \text{ V}$ 、 $+4 \text{ V}$ 、 0 V 、 -4 V 、 -10 V 印加時のヒステリシスループを示す。プラスとマイナス方向のゲート電圧 V_G を印加しても同じような特性が得られ、正負両方の印加ゲート電圧 V_G は保磁力の減少をもたらす原因である。また、垂直磁気異方性が減少するのは分かる。また、(b) にプラスからマイナスの値まで異なるゲート電圧 V_G を印加したときの角型比 M_R / M_S 依存性を示す。垂直磁気異方性が $V_G > |6 \text{ V}|$ とときに急激的に減少することがわかる。この結果から確認しても(a)と同じようにどの方向のゲート電圧 V_G を印加しても垂直磁気異方性が減少するのが確認できる。これはゲート電圧 V_G 印加時にそれぞれプラスとマイナスのゲート電圧が Co-Ni/ Pt の下部界面と上部界面に印加し、非対称に印加したと考えられる。よって、プラスとマイナスの印加方向の磁気特性は対称的になったと考えられる。この研究では最近の研究で使用された V_G と同程度かそれより低いマイナスゲート電圧 V_G ($|V_G| < 10 \text{ V}$) の場合にのみ焦点を当てる。

3.5 薄膜試料の磁区構造

この節では、前節で作製した試料の磁区構造の観察を行った。磁区構造の観察によって、試料内の磁壁が連続的に移動可能か、または DMI の有無や測定が可能か判断できる。

図 3.18 には前節の図 3.7 で磁気特性の測定を行った試料を用いて、磁気光学カー効果顕微鏡によって磁区構造の観察を行った。図 3.18 の(a)、(b)、(c)、(d) はそれぞれ図 7 の(a)、(b)、(c)、(d)に対応する。(a)と(b)の五層膜では磁壁が連続的に移動し、DMI の測定が可能である。図 3.7(c)と(d)に示した膜構造は図 3.18(c)と(d)に対応する。この二つの試料の磁区構造観察結果にはメイズ磁区構造を示し、このようなメイズ磁区構造は磁壁の駆動に適してなく Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用の測定も困難であることが判断できる。また、このような試料においては小さい磁区の生成は可能であるが、本研究の目的であるスキルミオンバブルの生成が非常に困難であると考えられる。前節の磁気特性測定で図 3.7(e)と(f)に示した試料では印加磁界の増加に伴い二段階の磁化反転を観察し、バルクハウゼン効果を示した。この二つの試料の光学カー効果顕

微鏡による磁区構造の観察結果をそれぞれ(e)と(f)、(g)と(h)に示す。観察結果から確認出来るように、試料の磁化反転過程では二段階になり、磁壁は二回に分かれてそれぞれで移動し、バルクハウゼン効果の確認が出来た。

以上の測定結果から磁壁の連続移動が可能、かつ DMI の測定も可能な試料を選択する必要があるため、本研究は(a)に示した試料に近い膜構造を用いて DMI の測定とゲート電圧 V_G 印加による磁壁駆動の実験を行った。

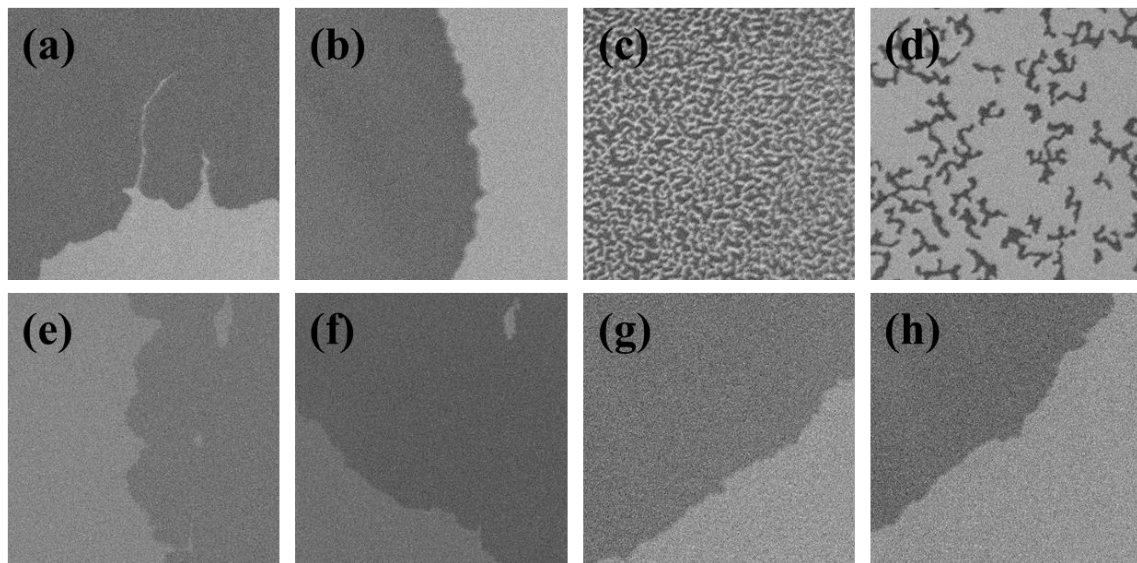


図 3.18 各試料の磁区構造観察結果 (a)と(b)五層膜の磁区構造、(c)と(d)膜構造を変化した場合のメイズ磁区構造、(e)と(f)、(g)と(h)はそれぞれ図 3.7(e)と(f)試料の二段階磁化反転の様子

3.6 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) の測定

本研究で作製した試料では Co-Ni 強磁性体層 / Pt 重金属層界面において反転対称性が破れているため、特定の界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) が Pt/ Co-Ni 界面で発生すると予想された。実際に本研究は非対称磁壁移動実験に基づいて、様々な膜厚の試料を用いて Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) の強さを測定し、さらに膜構造の最適化を試みた。測定方法は垂直方向

と面内方向で同時に外部磁界を印加し、磁区の右側磁壁の移動速度を測定する [52, 53]。

図 3.19 と図 3.20 は Pt 初期層の膜厚を 0.75 nm とした薄膜試料の H_{DMI} 測定結果とヒステリシスループの測定結果を示す。測定に用いた試料の初期層を 0.75 nm で作製したため、試料の保磁力が非常に小さく、薄膜中の Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用定数を決定するために、垂直外部印加磁界 $H_z = 0.6$ mT によって駆動される磁壁速度と H_x の依存性を測定した。図 3.19 に示した各画像はいくつかの時間系列の連続画像を合成することによって得られた。磁壁速度はゼロからオフセットしている。これらの結果を確認すると(a)に示したように、 $-x$ 方向に印加した外部磁界の増加に伴い磁壁の移動速度も減少した。さらに、 $-x$ 方向に面内外部磁界を 40 mT 以上印加した場合に磁壁の移動速度のほぼ 0 $\mu\text{m/s}$ となった。一方、(b)に面内外部磁界印加していない時、(c)面内外部磁界 $H_x = +40$ mT を印加した場合に外部磁界の増加に伴い、磁壁の移動速度が増加した。しかし、(c)に示した結果から左右の磁壁は同じ速度で対称的に移動した。

また、図 3.20(b)では測定に用いた試料は優れた垂直磁気異方性を示したが、図 3.20(a)から $+x$ 方向へ外部磁界の増加に伴い磁壁の移動速度は一方向的に増加するのがわかる。よって、磁壁の移動速度はプラス面内外部印加磁界の増加に伴い移動速度は増加するが、しかし磁壁は左右対称的に移動したので測定に用いた試料には H_{DMI} が存在しないことが分かる。

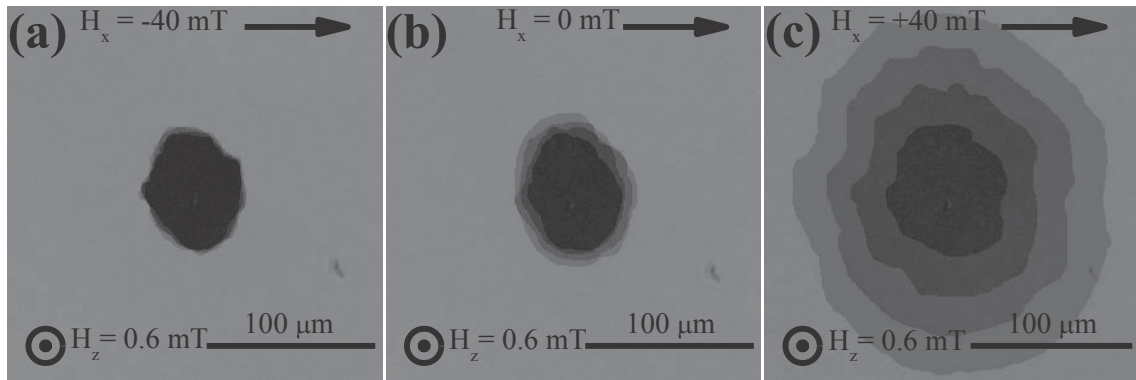


図 3.19 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.7 nm)において非対称磁壁移動の観察結果 (a) $H_x = -40$ mT、(b) $H_x = 0$ mT、および(c) $H_x = +40$ mT の一定面内外磁界印加時において磁区拡大の様子

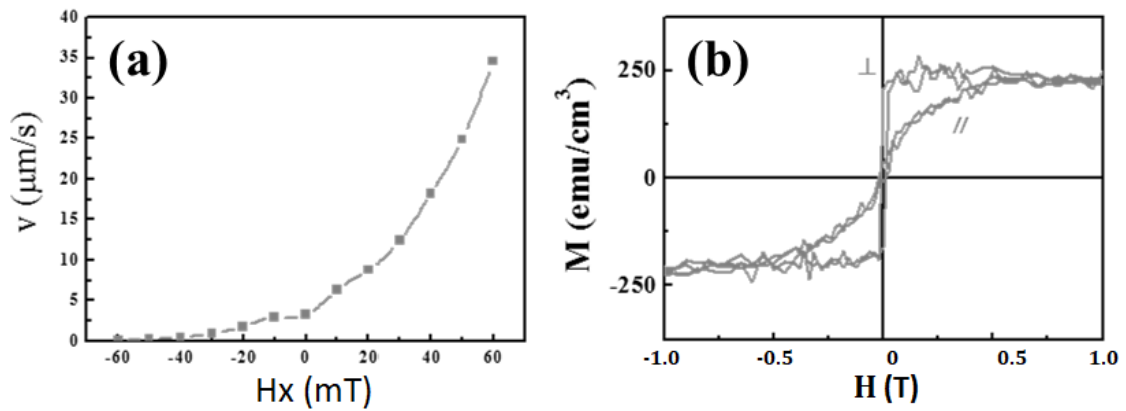


図 3.20 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.7 nm)において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性 (a) 各面内磁界と磁壁速度の依存性、(b)薄膜試料の垂直方向および面内方向の磁気特性

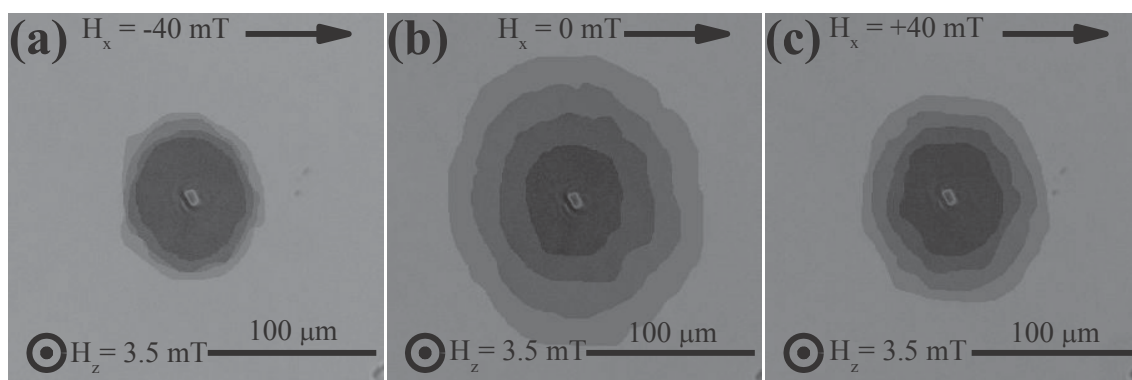


図 3.21 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.8 nm) において非対称磁壁移動の観察結果 (a) $H_x = -40$ mT、(b) $H_x = 0$ mT、および(c) $H_x = +40$ mT の一定面内外磁界印加時において磁区拡大の様子

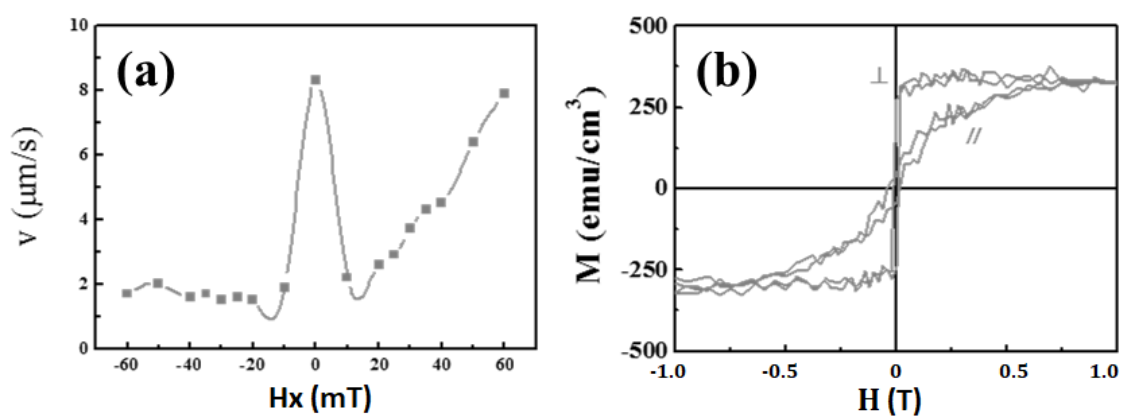


図 3.22 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.8 nm) において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性 (a)面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性、(b)試料の磁気特性

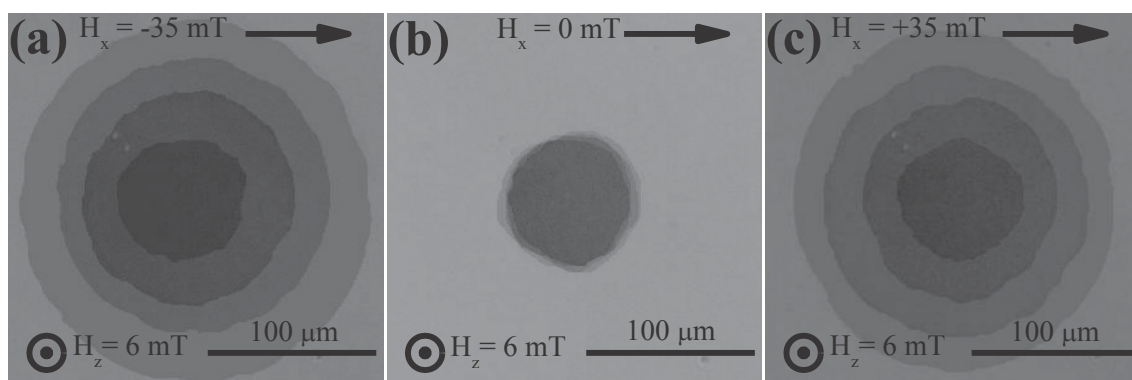


図 3.23 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.0 nm) において非対称磁壁移動の観察結果 (a) $H_x = -40$ mT、(b) $H_x = 0$ mT、および(c) $H_x = +40$ mT の一定面内外部磁界印加時において磁区拡大の様子

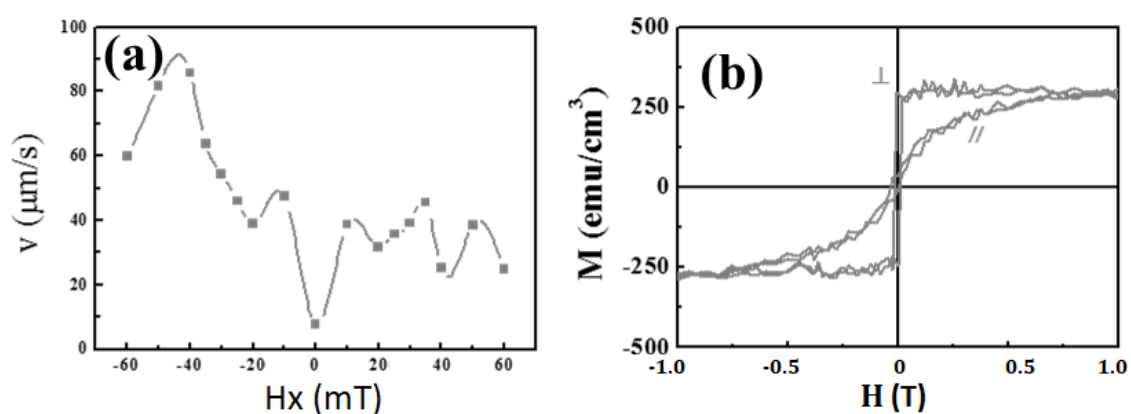


図 3.24 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.0 nm) において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性 (a)面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性、(b)薄膜試料の磁気特性

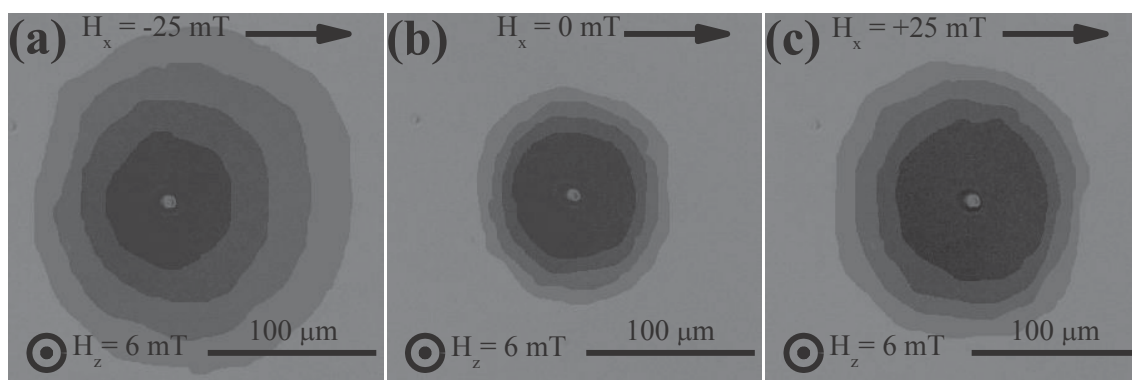


図 3.25 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.5 nm) において非対称磁壁移動の観察結果 (a) $H_x = -25$ mT、(b) $H_x = 0$ mT、および(c) $H_x = +25$ mT の一定の面内外磁界印加時において磁区拡大の様子

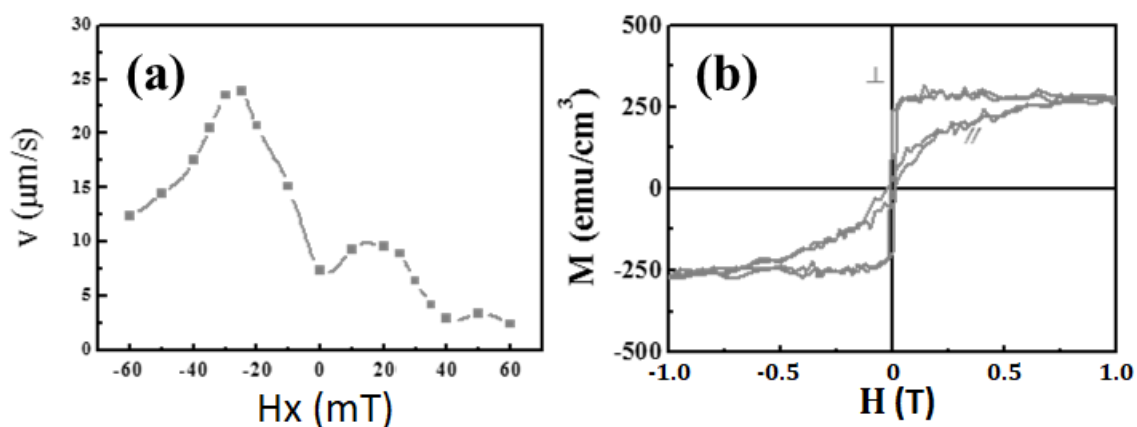


図 3.26 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.5 nm) において面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性 (a)面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性、(b)薄膜試料の磁気特性

図 3.21 には垂直面内外部磁界同時印加時の磁壁移動の様子を示す。図 3.22 には Pt 初期層の膜厚を 0.8 nm とした薄膜試料の H_{DMI} 測定結果とヒステリシスループの測定結果を示す。測定に用いた試料の初期層の膜厚を 0.8 nm までの増加に伴い保磁力も増加した。垂直外部磁界 H_z に 3.5 mT を印加することによって駆動される磁壁速度と H_x の依存性を測定した。図 3.21 においては各画像をいくつかの時間系列の連続画像の合成によって得られた。(a)、(c)では面内外部磁界 $H_x = -40$ mT と +40 mT を印加する時に磁壁が非常に遅い移動速度を示す。(b)では面内外部磁界印加していない時に磁壁が比較的に高速度で移動する。測定結果から磁壁の移動速度は面内外部磁界を印加すると磁壁の移動速度は急激に減少するのがわかる。一方、全ての観察結果では磁壁が全方向に対称的に拡大されるのを観察できる。また、図 3.22(a)の結果から確認すると、磁壁の最大移動速度は面内外部磁界を印加しない場合にあるので、 H_{DMI} が存在する可能性はあるが、しかし H_{DMI} の値は非常に小さいことが考えられる。

図 3.23 には垂直面内外部磁界同時印加時の磁壁移動の様子を示す。図 3.24 には Pt 初期層の膜厚を 1.0 nm とした薄膜試料の H_{DMI} 測定結果とヒステリシスループの測定結果を示す。測定に用いた試料の初期層の膜厚を 1.0 nm まで増加させたため保磁力はさらに増加し、垂直外部印加磁界 H_z を 6 mT に設定した。図 3.23 では全ての観察結果において磁壁が全方向にほぼ対称的に拡大されるのを観察できる。(a)と(c)に示したように、面内外部磁界 $H_x = -40$ mT と +40 mT を印加する時に磁壁は非常に速くほぼ同じ速度で移動することがわかる。(b)では面内外部磁界印加していない時に磁壁がほぼ移動しないのが分かる。一方、全ての観察結果では磁壁が全方向に対称的に拡大するのを観察できる。図 3.24 においては外部磁界によって駆動される磁壁速度と H_x の依存性を測定した。(a)の測定結果から磁壁の移動速度は面内外部磁界を印加すると磁壁の xy 軸方向の移動速度は急激に増加するのがわかる。また、(a)の結果から確認すると磁壁の移動速度は面内磁界が約 45 mT 時に最大であるため、DMI は非常に大きいと考えられる。

図 3.25 には垂直面内外部磁界同時印加時の磁壁移動の様子を示す。図 3.26 には Pt 初期層の膜厚を 1.5 nm とした薄膜試料の H_{DMI} 測定結果とヒステリシスループの測定結果を示す。図 3.26(b)を確認すると測定に用いた試料の初期層の膜厚を 1.5 nm まで増加させたが、保磁力は図 3.23 で用いた試料とほぼ同じのため、垂直外部磁界 H_z を 6 mT 印加した。図 3.25 の各画像はいくつかの時間系列の連続画像を合成することによって得られた。(a)、(c)に示したように、

面内外部磁界 $H_x = -25 \text{ mT}$ と $+25 \text{ mT}$ を印加する時に磁壁は非常に速い速度で移動することがわかる。また、面内外部磁界印加時に磁壁が僅かに xy 軸方向で非対称に移動したことが分かる。(b)に示したように、面内外部磁界を印加していない時に磁壁移動速度は非常に遅くなるが、磁壁は対称的に移動することを観察できる。これは Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用による現象と考えられる。また、図 3.26 には外部磁界によって駆動される磁壁速度と面内外部磁界 H_x の依存性測定結果を示す。磁壁速度はゼロからオフセットしている。(a)の測定結果から磁壁の移動速度は面内外部印加磁界を印加すると磁壁の xy 軸方向の移動速度は急激に増加するのがわかる。しかし、(a)の結果から確認すると H_{DMI} 値は約 -25 mT であるため、DMI はそれほど大きくないと考えられる。

これらの結果から、Pt 初期層膜厚の最適条件は約 1.0 nm であり、その場合に界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用定数の値が最も大きく、 H_{DMI} が約 -45 mT であることが分かる。本研究は非対称磁壁移動実験に基づいて、更に薄膜作製条件の最適化を行った試料を用いて Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) の大きさの測定を行った。その結果を図. 3.27 に示す。各画像はいくつかの時間系列の連続画像を合成することによって得られた。(a)と(c)に示したように面内外部磁界 $H_x = -40 \text{ mT}$ と $H_x = +40 \text{ mT}$ を印加することによって、磁区が非対称拡大することがこの磁壁がネール型磁壁であることを証明することができる。一方、(b)に示したように、磁壁は面内外部磁界印加していない時に磁壁は垂直外部印加磁界によって磁壁が全方向の対称的拡大することがわかる。また、(b)の矢印は磁壁内の磁気モーメントの方向を示す。しかし、 $H_x = -40 \text{ mT}$ のとき、磁区の非対称な拡大が観察される。面内外部印加磁界は左側磁壁を妨げながら右側磁区の運動を補助し、これは右側磁壁内の磁気モーメントが面内磁場と平行であることを意味する。一方、これらの左側磁壁は面内外部印加磁界に対して反平行であるためことを示し、よって左右の磁壁移動速度が非対称である。さらに、面内外部印加磁界を反転させ、 $H_x = +40 \text{ mT}$ にすることによって得られた観察結果を確認すると、磁区の非対称拡大は $H_x = -40 \text{ mT}$ の場合と正反対であることが確認できる。さらに、非対称の磁壁拡大においては試料中の磁壁構造が(b)に矢印で示されているように、ネール型磁壁^[52, 53]であることを示している。界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用定数を計算した結果 $D = 0.08 \sim 0.12 \text{ mJ / m}^2$ と測定されている。その結果を図. 3.27 に示す。図. 3.28 では多層薄膜における電界制御磁気スピンテクスチャ転移を概略的に示しており、これについては後述する。

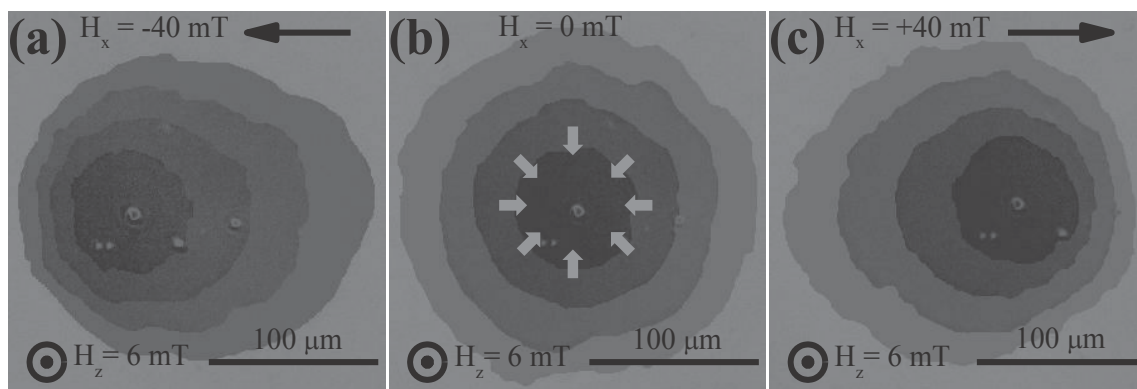


図 3.27 面内印加磁界による磁壁非対称移動の観察結果 (a) $H_x = -40$ mT、(b) $H_x = 0$ mT、および(c) $H_x = +40$ mT の一定の面内外部磁界印加時において磁区拡大の様子

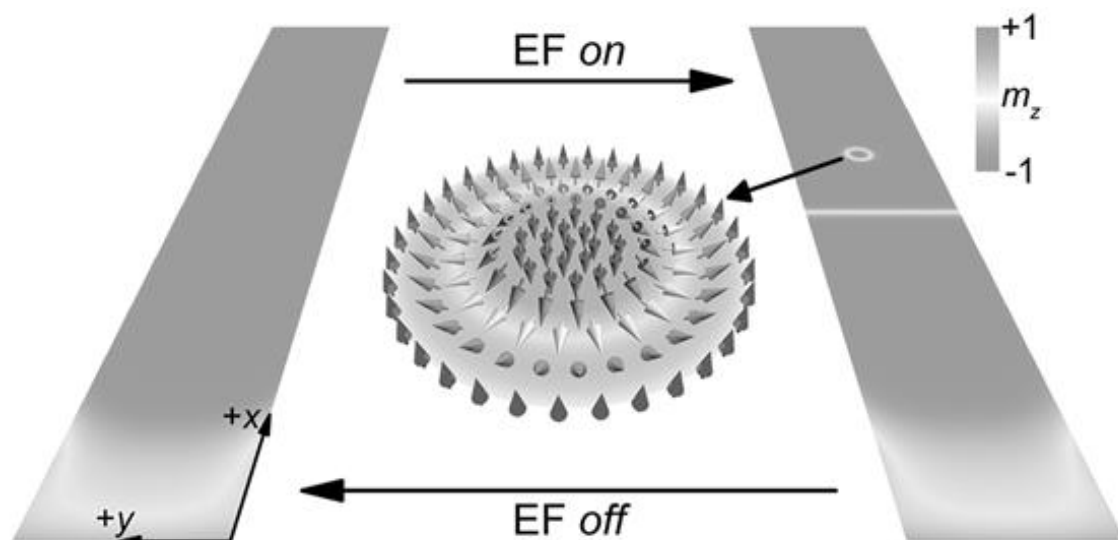


図 3.28 薄膜内の電界制御磁気スピントクチャ転移の模式図

また、本研究は薄膜中の Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用定数を決定するために H_{DMI} を確認した。右側の磁壁移動速度と面内外部印加磁界の依存性をまとめ、垂直外部磁界 H_z を 6 mT 印加することによって駆動される磁壁移動速度と面内外部印加磁界 H_x を-60 mT から+60 mT まで変化させた時に磁壁移動速度

の測定を行い、結果を図. 3.29(a)に示す。磁壁速度はゼロからオフセットしている。この結果から試料は $H_{DMI} = 28 \text{ mT}$ であることがわかった。膜中に存在する Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用はネール型磁壁に面内有効外部磁界^[54]として作用する。磁壁速度が最大に達すると、面内外部印加磁界は Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用の有効外部磁界 H_{DMI} となる^[55, 56]。Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用は面内方向外部印加磁界と最大磁壁速度は依存性を調べることによって得られ、 $\mu_0 H_{DMI} = \frac{D}{M_S \Delta}$ ^[55-57]として表すことが出来る。

図 3.29(b)に同じ膜構造を有する薄膜試料を用いて試料振動型磁力計による測定結果を示す。挿入図には、同じ M-H ループを示しているが、 $\pm 80 \text{ mT}$ 以内の外部印加磁界範囲内を示し、同じ膜構造の薄膜試料には優れた垂直磁気異方性を確認した。ここで $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}}$ は磁壁幅パラメータとする薄膜試料は 20 mT の非常に低い垂直外部印加磁界で飽和することができ、これは薄膜試料の優れた垂直磁気異方性を意味する。しかしながら、膜を面内方向で飽和させるために外部印加磁界は約 800 mT を必要とする。測定結果から確認すると薄膜試料では約 346 emu/cc ($346 \times 10^3 \text{ A/m}^2$) の飽和磁化を示し、異方性定数は $K_{eff} = \frac{1}{2} H_K \cdot M_S$ に基づいて計算すると約 $1.38 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ である。したがって、 $M_S = 346 \times 10^3 \text{ A/m}^2$ 、 $H_K = 800 \text{ mT}$ 、 $K_{eff} = 1.38 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ 、 $K = 2.14 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ である。交換定数 A は $10 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ から $24 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ の範囲内であることが考えられる。したがって、私たちの $[\text{Pt}(0.4 \text{ nm})/\text{Co-Ni}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.4 \text{ nm})/\text{Co-Ni}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(1.2 \text{ nm})]$ 薄膜試料における DMI 強度は $D = 0.08 \sim 0.12 \text{ mJ/m}^2$ と推定されることが出来る。

以上の結果から、作製した試料の DMI 強度は $D = 0.08 \sim 0.12 \text{ mJ/m}^2$ と推定されることができ、試料内に渦状スピン構造を有するスキルミオンやスキルミオンバブルの生成が充分可能であることを示唆する。よって、本研究は次の実験でこの試料を用いてスキルミオンバブルの生成を試みた。

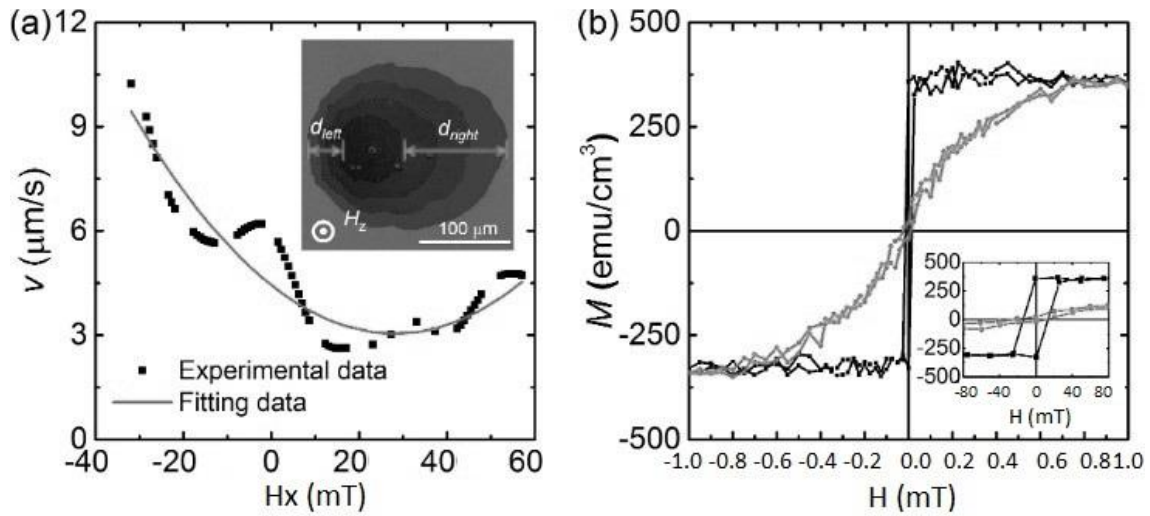


図 3.29 Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(0.4 nm)/ Co-Ni(0.4 nm)/ Pt(1.2 nm) おいて面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性及び磁気特性 (a) 面内印加磁界と磁壁移動速度の依存性、挿入図は磁壁移動の様子、(b) 薄膜試料の磁気特性

3.7 スキルミオンバブルの観察

DMI を有する試料においては、スキルミオンやスキルミオンバブルの生成が可能であることが、すでに他グループによる理論研究で解明された。前節で作製した試料の中において DMI を確認し、スキルミオン及びスキルミオンバブルの生成が可能であることが判明できる。一方、スキルミオンの直径がナノスケールであるため、一般の工学系顕微鏡による観察は困難である。しかし、スキルミオンバブルにおいてはスピン構造がスキルミオンと同じ渦状構造を有し、磁気的な特性はほぼ同じである。また、スキルミオンバブルはスキルミオンより大きく、直径は数百ナノメートルから 1 マイクロメートルまでを有するため、比較的工学系顕微鏡による観察が容易である。

本研究は DMI を有する試料にゲート電圧を印加し、試料の厚さ勾配を有す部分の垂直磁気異方性を変化させることによって磁壁の生成及び駆動、そしてスキルミオンバブルの生成及び観察を試みた。

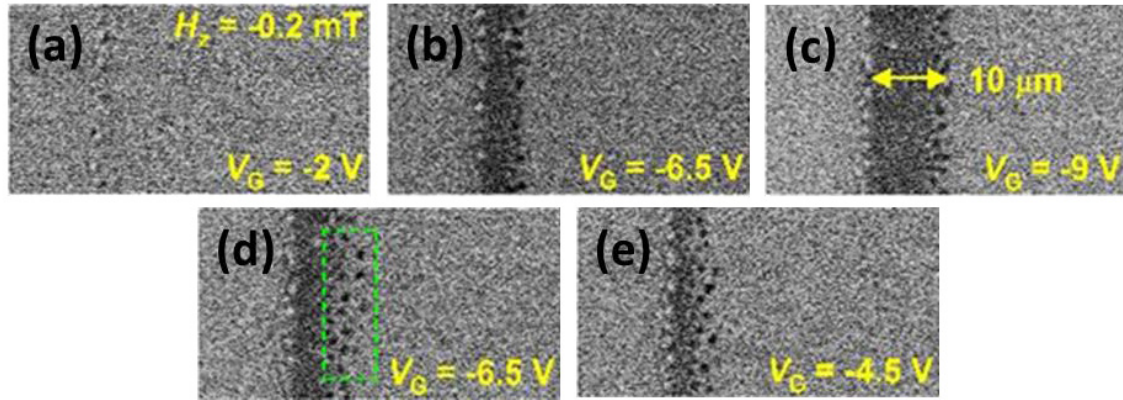


図 3.30 厚さ勾配領域におけるゲート電圧及び外部磁界($H_z = -0.2 \text{ mT}$)同時印加時磁壁移動の観察結果 (a) $V_G = -2.0 \text{ V}$ の場合の磁区構造、(b)と(c) ゲート電圧 V_G を増加させた場合の磁区構造、(d)と(e) ゲート電圧 V_G を低下させた場合の磁区構造

図 3.30 は初期磁化が $+z$ 方向に磁化させ、厚さ勾配 ($x < 20 \mu\text{m}$) を有する多層膜構造領域の磁気光学カー効果 (MOKE) 顕微鏡による観察結果を示す。(a) では最初に $H_z = -0.2 \text{ mT}$ の垂直外部磁界下においてゲート電圧 $V_G = -2 \text{ V}$ 印加時の測定結果を示す。(b)と(c)では $H_z = -0.2 \text{ mT}$ の垂直外部磁界下においてゲート電圧 V_G を増加させた時の測定結果を示す。(d)と(e)では $H_z = -0.2 \text{ mT}$ の垂直外部磁界下においてゲート電圧 V_G を -9 V から減少させた時の測定結果を示す。

(a)ゲート電圧 $V_G = -2 \text{ V}$ の場合、磁壁は形成されず、試料中では初期磁化構成のままであることがわかる。(b)ゲート電圧 $V_G = -6.5 \text{ V}$ の場合、2つのキラル磁壁が左端付近に生成され、右のキラル磁壁が $+x$ 方向に向かって移動し、 $-z$ 方向に向いたスピンドウン磁区が形成され磁化反転が起きる。(c)ゲート電圧 V_G が -9 V まで増加すると、右キラル磁壁はさらに右方向に移動し、キラル磁壁の移動変位は約 $10 \mu\text{m}$ に達する。実際、スピンドウン磁区は右のキラル磁壁が $+x$ 方向に動くと拡大する。注目すべきことは、キラル磁壁の電界誘起運動中に右磁壁の付近に多数の粒子状磁区構造の形成を観察できた。その直径は約 $0.5 \sim 1 \mu\text{m}$ であることがわかる。これらの粒状磁区はゲート電圧 V_G の変化に伴い磁壁と共に移動する。前述した図 3.27 と図 3.29 の Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) 計算結果と Co-Ni 層の上下両方が共に Pt であるため Pt / Co-Ni 界面 [50]においてゲート電圧印加時に電界が非対称に Co-Ni 層に印加され、これらの

粒子状磁区構造は電界印加による磁化過程によって生成された粒子状の磁区は固定キラリティーを持つ幾何学的に非自明なスキルミオンバブルであると考えられる。次に、図. 3.30(d)においてはゲート電圧 V_G が -9 V から -6.5 V まで減少させると右の磁壁は $-x$ 方向つまり左方向へ移動する。一方、多くの粒状磁区は右側の磁壁付近に安定した構造として存在し、粒状磁区が磁壁付近で残留するので、これらの粒子状磁区も右の磁壁と共に移動する。これは観察されたスキルミオンバブルの安定性を示している。したがって、本研究で作製した試料には Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用の存在だけではなく、これらの測定に基づき本研究はこれらの粒状磁区をスキルミオンバブルと仮定できる。(e) ゲート電圧 $V_G = -4.5\text{ V}$ までに減少すると、右の磁壁が左の磁壁に非常に接近し、 $-z$ 方向に磁化された範囲が縮小してほとんど消滅する。しかしながら、スキルミオンバブルの安定性は位相的に保護されているためまだ存在しているのがわかる。しかし、ゲート電圧 V_G がゼロまで減少するかスイッチを OFF にすると、すべてのスキルミオンバブルは消滅することに注目しなければならない。更に、これらの実験で電界効果によるスキルミオンバブルの生成や駆動が世界で初めて成功した。

図 3.31 にシミュレーションを用いて計算したスキルミオン生成の結果を示す。このシミュレーションで用いたモデルサイズは $1000\text{ nm} \times 500\text{ nm} \times 0.5\text{ nm}$ である。最初に、 $x=0\text{ nm}$ における垂直磁気異方性は $K_U=0$ から $x=750\text{ nm}$ における垂直磁気異方性 $K_U=1.0\text{ K}$ まで直線的に増加させる。その後、ゲート電圧 V_G を印加することで、垂直磁気異方性を $x=0\text{ nm}$ において $K_U=0$ から $x=750\text{ nm}$ までの垂直磁気異方性 $K_U=0.6\text{ K}$ まで増加させた。(a)は時間とスキルミオンバブル数 Q の依存性を示す。(b)に(a)の三角記号で示めされた各時間における磁区構造計算結果を示す。これらの結果から垂直磁気異方性勾配を変化させると、キラル相互作用が存在のため磁壁が変化し、さらにスキルミオンバブルが生成される。即ち、本研究は電界効果による垂直磁気異方性の変化によって引き起こされ、Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI)、垂直磁気異方性(PMA)および印加ゲート電圧 V_G 間の相互作用によってスキルミオンバブルが生成され、そして安定化される。

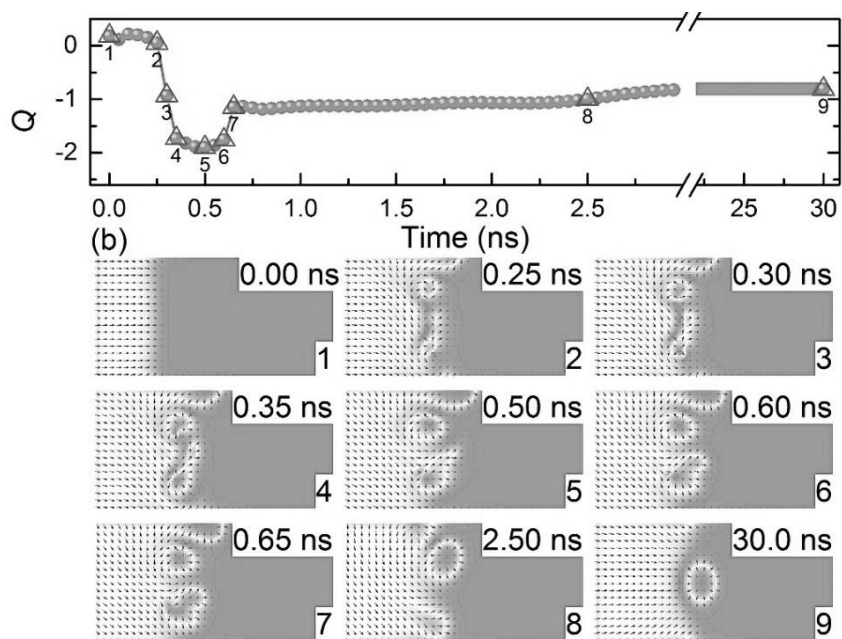


図 3.31 時間とスキルミオン数及び各時間における磁区構造 (a)時間とスキルミオン数の依存性、(b)シミュレーション開始時からの磁区構造計算結果

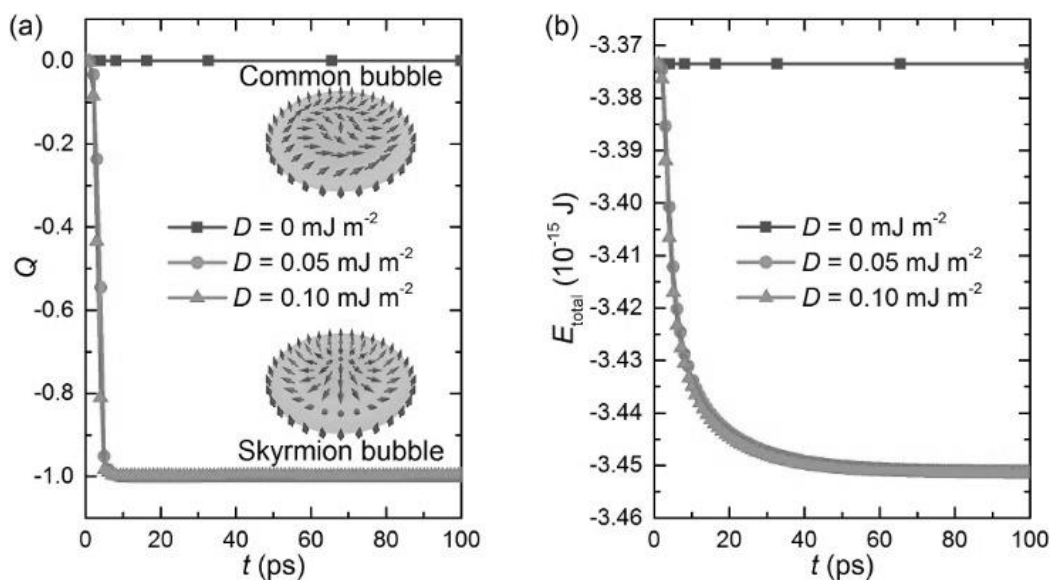


図 3.32 磁気バブルとスキルミオンバブルの安定化時間の依存性 (a)時間と位相電荷の依存性、(b)時間と総エネルギーの依存性

図 3.32 には時間と位相電荷の依存性、及び時間と総エネルギーの依存性を示す。このシミュレーションで用いたモデルは一辺の長さが 5000 nm の厚さ 1 nm の正方形モデルを使用した。直径 1000 nm の円形磁壁構造、すなわち初期位相電荷 $Q=0$ の一般的なスキルミオンバブルを膜の中心に配置され、これは安定または準安定状態に設定した。シミュレーションでは、磁性材料のパラメータを $\alpha=0.2$ 、 $M_S=346$ kA/m、 $K=0.214$ MJ/m³、 $A=24$ pJ/m、 $D=0\sim0.1$ mJ/m² と設定した。シミュレーションは MuMax3 マイクロマグネティックシミュレータを用いて行った。非常に小さい Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用において一般的なスキルミオンバブルの安定また準安定状態ではスキルミオンバブルの位相電荷が 0 から -1 に変化する。すなわち $D=0.05$ および 0.10 mJ/m² であることが分かる。Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用が存在しない場合、一般的なスキルミオンバブルの位相電荷は変化しないことがわかった。これは磁性薄膜中に特定の小さい値の Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用が存在すると、バブルのキラリティーが固定され、その結果スキルミオンバブルが形成されることを意味する。また、(a)の挿入図に示されるように、普通のパブル磁区の面内スピンは同じ方向を向いているのに対して、スキルミオンバブルの xy 平面内のすべてのスピンは中心方向に向いていることがわかる。ある種の小さい Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) の存在が、マイクロメートルサイズのスキルミオンバブルのキラリティーを誘起し固定するためには十分であり、位相電荷を有するスキルミオンバブルの形成をもたらすことを数値的に示す。さらに、非対称磁壁拡大実験においては試料中の磁壁構造のネール型キラリティを明示している。

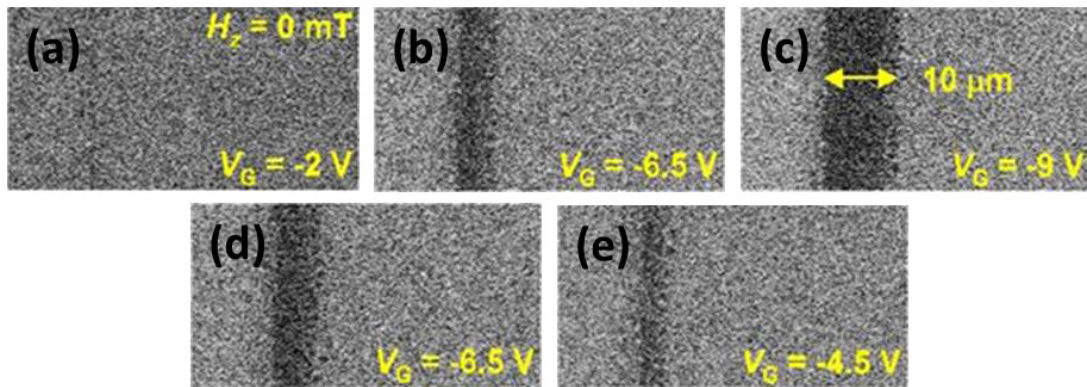


図 3.33 厚さ勾配領域におけるゲート電圧のみ印加時の磁壁移動の観察結果

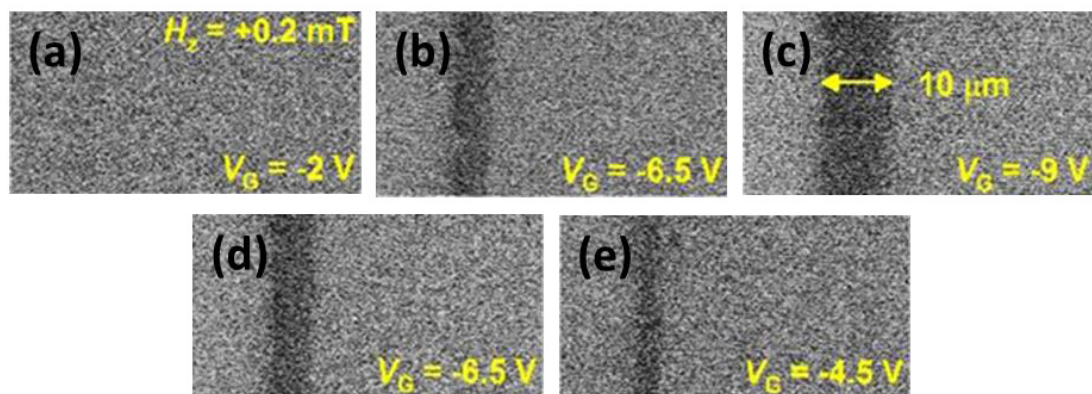


図 3.34 厚さ勾配領域におけるゲート電圧及び外部磁界($H_z = +0.2 \text{ mT}$)同時印加時の磁壁移動観察結果

図 3.33 及び図 3.34 はそれぞれ $H_z = 0 \text{ mT}$ および $H_z = +0.2 \text{ mT}$ におけるキラル磁壁の電界誘導生成および運動を示す。これらの結果を図 3.30 と比較してほぼ同一の電界誘起磁壁運動を示している。 $H_z = 0 \text{ mT}$ の場合における磁壁の電界効果誘起運動では、磁壁付近で $H_z = -0.2 \text{ mT}$ 印加時よりも小さいスキルミオンバブルの生成を観察できた。 $H_z = +0.2 \text{ mT}$ の場合における磁壁の電界効果誘起運動ではスキルミオンバブルの生成を観察されていない。以上の結果から、外部印加磁界の減少に伴いスキルミオンバブルのサイズが減少したと考えられ、よって $H_z = +0.2 \text{ mT}$ の場合において生成したスキルミオンバブルが光学系顕微鏡による観察が困難になったと考えられる。また、 $-z$ 方向に向かって印加された特定の垂直外部磁界が測定で用いた試料においてスキルミオンバブルの発生位置の特定やサイズのコントロール、そしてスキルミオンバブルの安定性を増大させるのに有効である。

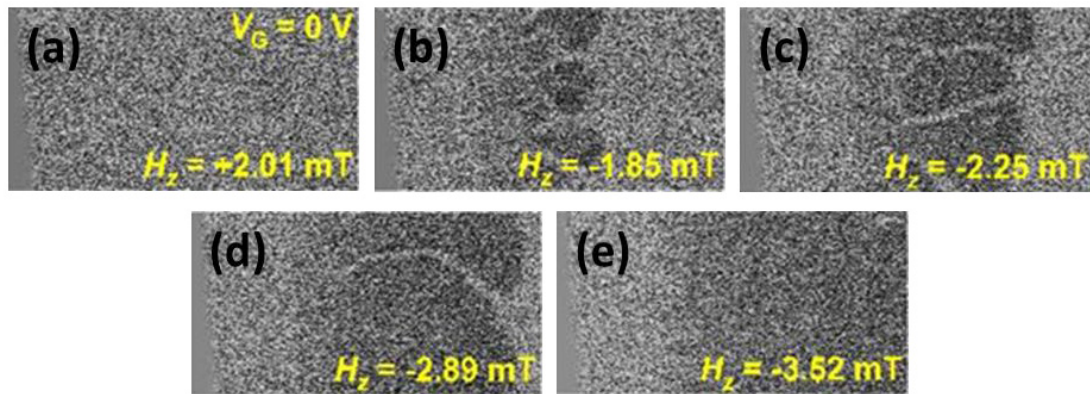


図 3.35 厚さ勾配領域における外部磁界のみ印加時の磁壁移動観察結果

更に、比較のために、試料の初期磁化方向を $+z$ 方向に磁化させ、 $-z$ 方向に向かって外部磁界を印加することによって、図 3.35 の磁壁の外部磁界誘起運動も調べた。磁壁の外部磁界誘起運動は電界効果によって誘起された磁壁運動とは全く対照的であることがわかった。外部磁界が $-z$ 方向に増大しているとき、磁化方向が $-z$ 方向に沿う多くの磁区が左端付近に形成され、外部磁界の増加に伴い磁区が試料の右側に非対称的に拡大する。試料の磁化反転は、外部磁界が $H_z = -2.89 \text{ mT}$ まで増加すると完全に反転する。磁壁の外部磁界誘起運動中では、スキルミオンバブル或いは粒状磁区構造の生成が見出せないことがわかる。

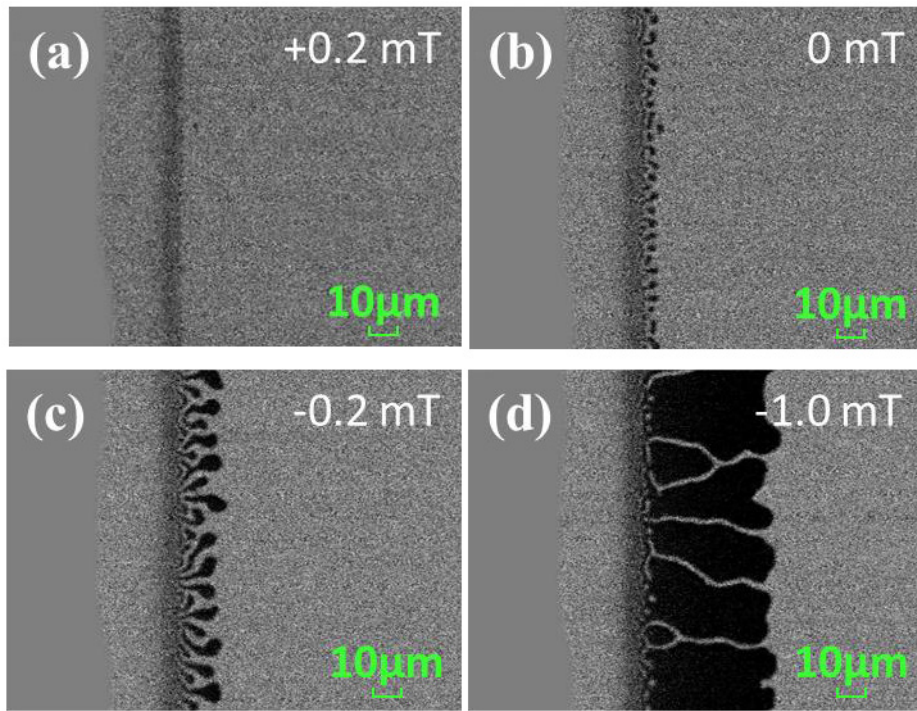


図 3.36 厚さ勾配領域における低い外部磁界印加時の磁壁移動の観察結果 (a)+0.2 mT 印加時の磁区構造、(b)外部磁界印加していない時の磁区構造、(c)と(d) 外部印加磁界増加時の磁区構造

また、磁壁の外部磁界誘起運動の詳細を調べるために本実験は低い外部印加磁界時における磁区構造の観察を行った。図 3.36 にその観察結果を示す。(a)には+z 方向に向かって 0.2 mT の垂直外部磁界を印加した場合の磁区構造を示す。結果の中では試料のエッジ付近で幅が約 10 μm のキラル磁壁の生成を確認できる。(b)では外部磁界を印加しない時の磁区構造を示す。観察結果を確認すると外部磁界を印加していない時もすでに試料のエッジ付近でキラル磁壁が発生した。さらに、右の磁壁付近で直径が約 1 μm のスキルミオンバブルが発生したのを確認できる。(c)では-z 方向に向かって 0.2 mT の外部磁界を印加した時の観察結果を示す。観察結果を確認すると-0.2 mT の外部磁界印加時もすでに試料のエッジ付近でキラル磁壁が発生した。しかし、磁壁の右側において大きな磁区構造を観察ができる。これは先ほど外部磁界印加していない時に発生したスキルミオンバブルの構造が-z 方向の外部印加磁界によって破壊され磁区が拡大し磁化反転が起きたと考えられる。(d)ではさらに-z 方向の外部印加磁界を増加させ、スピンドウン磁区が外部磁界によってさらに拡大したと考えられる。

以上の結果から、磁界アシストゲート電圧 V_G 印加時の磁壁運動と外部磁界誘起磁壁運動をそれぞれ観察した。本研究は最適化した試料に厚さ勾配を付与しゲート電圧 V_G を印加することによって、厚さ勾配部の垂直磁気特性を変化させることによって、磁壁の生成と駆動に成功した。更に、最適化した試料の DMI 強度を確認し、ゲート電圧 V_G を印加によって生成した磁壁に伴い、スキルミオンバブルの生成と駆動にも成功した。

3.8 電界によるスキルミオンバブルの往復運動

電界誘起の磁壁駆動をデバイスに応用するため、素子の耐久性や磁壁駆動の再現性を確認しなければならないため、本実験は電界誘起の磁壁運動の再現性を実証した。図 3.37 にレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡のレーザースポット位置とゲート電圧 V_G によって誘起されたキラル磁壁変位の概略図を示す。図に示すように磁壁がカーレーザースポット領域に到達することができる特定の位置 $l = 30 \text{ }\mu\text{m}$ に焦点を合わせるようにカーレーザースポットを調整し、交流の方形波ゲート電圧 V_G を印加した。

ゲート電圧 V_G の最大値と最小値はそれぞれ -8 V と 0 V に設定した。印加ゲート電圧 V_G の印加周波数を 7 Hz に設定した。大きなゲート電圧 V_G では、右の磁壁が右側に移動し、カーレーザースポットの下にスピンドウン磁区が形成される。同様に、小さなゲート電圧 V_G では、右の磁壁が左側に移動し、カーレーザースポットの下にスピニアップ磁区が形成される。したがって、観測されたカー信号は図 3.38 に示すように、 7 Hz の交流ゲート電圧 V_G によって駆動されるキラル磁壁の反復運動への応答として周期的に観察される。

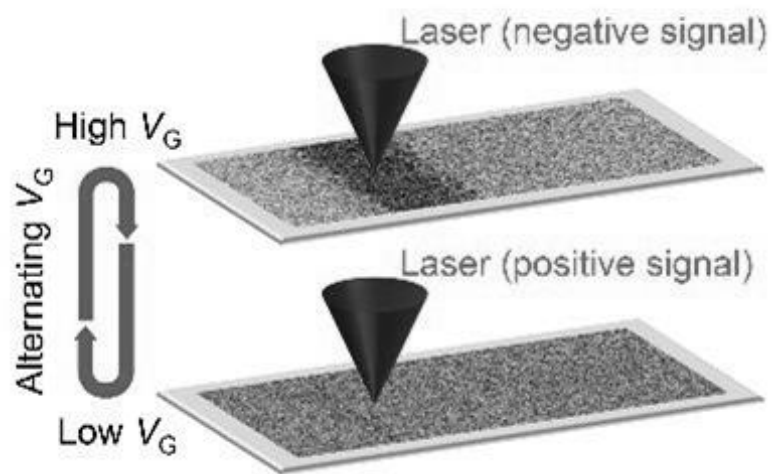


図 3.37 レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡のレーザースポット位置とゲート電圧 V_G によって誘起されたキラル磁壁変位の概略図

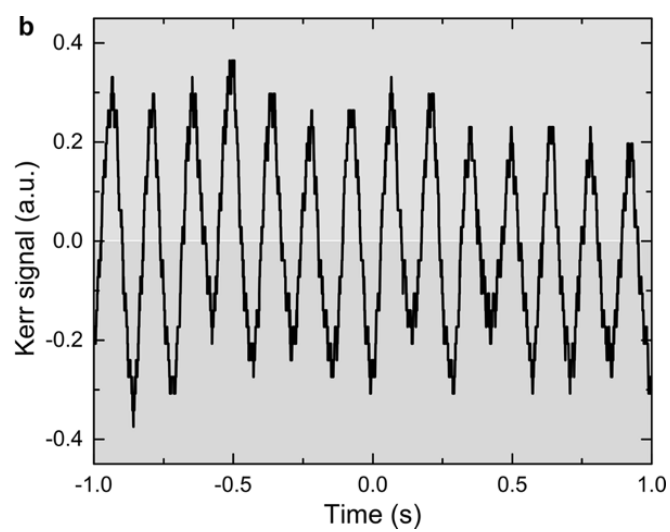


図 3.38 7 Hz の交流ゲート電圧 V_G 印加によって観測されるカー信号

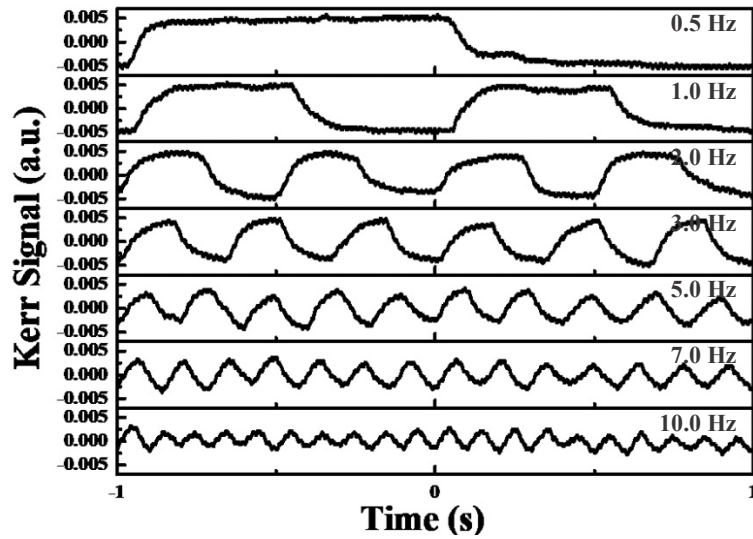


図 3.39 周波数を 0.5 Hz から 10 Hz までに変化させたゲート電圧 V_G 印加時に観測したカー信号

周波数を 0.5 Hz から 10 Hz までに変化させたゲート電圧 V_G 印加時の結果を図 3.39 に示す。これらの結果によるとカー効果検出信号の周期は磁壁速度と差動増幅器の時定数に依存していた。ゲート電圧 V_G 印加周期の変化によってカー信号の検出周期はほとんど変化しないことがわかった。また、異なる周波数のゲート電圧を印加することによって磁壁移動の再現性を確認することができた。

これらの実験では電界誘起の磁壁運動の再現性、ならびにバイナリメモリデバイスを設計する際に電界誘起のキラル磁壁駆動を用いる可能性を実証した。磁気光学カー効果 (MOKE) 信号の大きさは $l = 0 \text{ } \mu\text{m}$ までの減少に伴い急速に減少するため、左エッジ側直近において磁壁の特性を観察することは非常に困難であることに注意すべきである。また、デバイスを設計する際に複数の磁壁を生成する必要がある場合、試料内で複数のキラル磁壁を形成するために 1 つの試料に複数のレーストラックを製造するか、または図 3.40 に示したシミュレーション結果のように周期的厚さ勾配かつ複数の領域を有する単一のレーストラックを作製する方法がある。図 3.40 (a) に垂直磁気異方性 K_U と V_G 依存プロファイルを示す。ゲート電圧 V_G がオフのとき、 $x = 0 \text{ nm}$ における垂直磁気異方性 $K_U = 0$ から $x = 750 \text{ nm}$ における $K_U = 1.0\text{K}$ まで直線的に増加する。ゲート電圧 V_G がオンのとき、垂直磁気異方性は $K_U = 0$ から $K_U = 0.6\text{K}$ まで直線的に増加する。ゲート電圧 V_G がさらに増加すると、垂直磁気異方性は $K_U = 0$ から $K_U =$

0.55K まで直線的に増加する。垂直磁気異方性プロファイルは 1000 nm の周期で繰り返される。(b) $H_z = 0$ mT における磁壁の電界誘導生成および左右へ駆動されるシミュレーション結果を示す。シミュレーションの結果では、垂直磁気異方性の各変位に対応する安定状態を示す。垂直磁化成分を m_z で表し、面内磁化成分(m_x, m_y)は矢印で表す。まず、安定されている磁化は左エッジ付近の磁化を除いて+z 方向に向き、xy 平面内に設定した。Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用と垂直磁気異方性の低減により磁化は+x 方向に向いている。ゲート電圧 V_G を印加し電界を与え、垂直磁気異方性が減少すると 3つの磁壁が形成され、共に+x 方向に向かって駆動される。垂直磁気異方性がさらに減少すると、磁壁は+x 方向に向かって移動し続ける。また、ゲート電圧 V_G をオフすることによって、垂直磁気異方性が元の値に戻り、磁壁は-x 方向に向かって移動し、そして最後に消滅する。

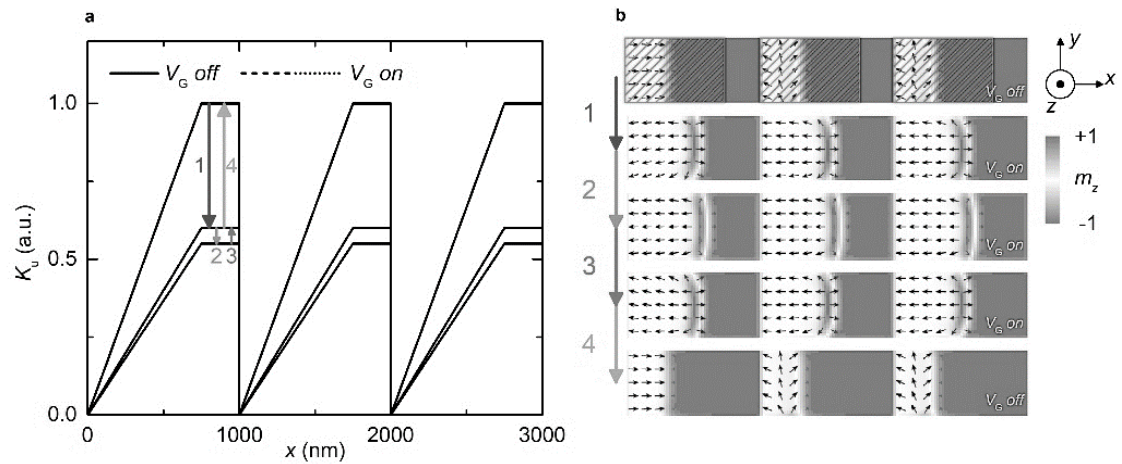


図 3.40 シミュレーションによる磁壁の電界誘起及び移動の結果 (a)垂直磁気異方性 K_U と V_G 依存プロファイル、(b) $H_z \neq 0$ mT における磁壁の電界誘導生成および磁壁駆動のシミュレーション結果

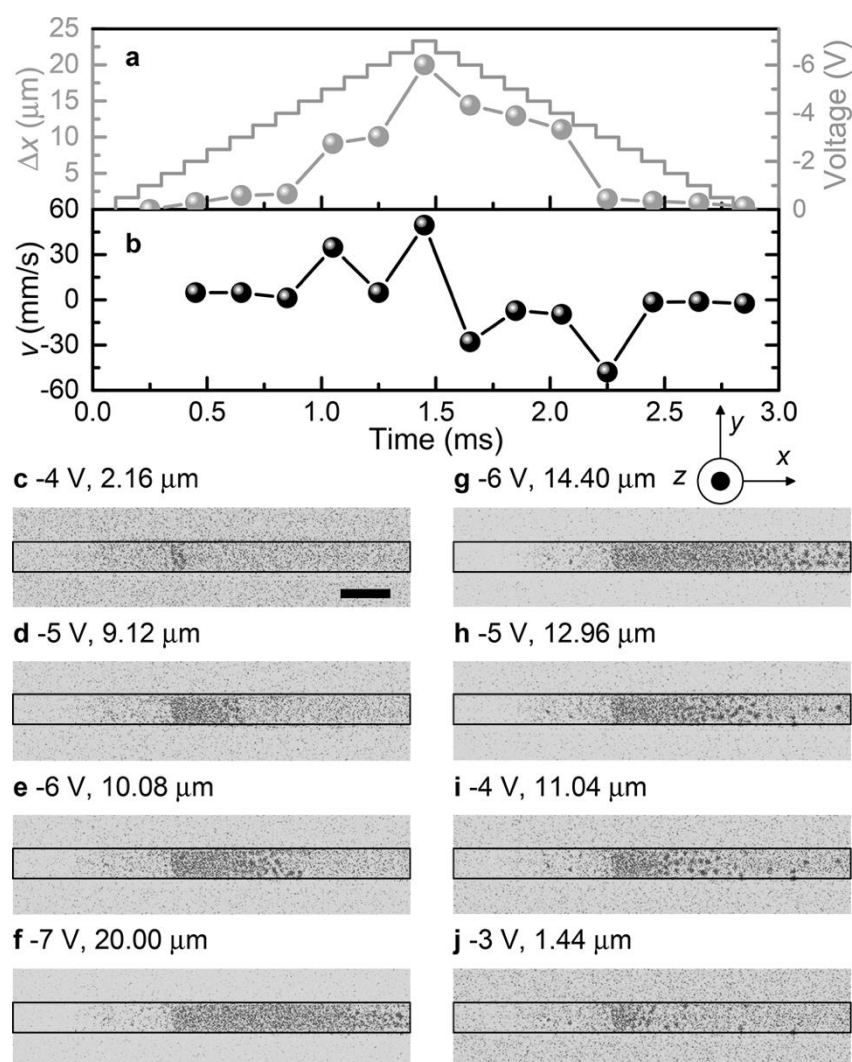


図 3.41 厚さ勾配を有するレーストラック内において、ゲート電圧印加時の磁壁及びスキルミオンバブル移動の観察結果 (a)時間と磁壁移動距離および印加ゲート電圧 V_G の依存性、(b)印加ゲート電圧 V_G の変位と磁壁の平均移動速度の依存性、(c-j)レーストラック内の磁壁及びスキルミオンバブル移動の様子

デバイスへ応用するために、本研究では左端に膜厚勾配を有するレーストラックにおける磁壁およびスキルミオンバブルの電界誘導運動も実証した。図 3.41 には幅約 6 μm 、長さ 500 μm 以上を有するレーストラックをもちいて磁壁駆動の測定結果を示す。外部印加磁界はゼロに設定し、すなわち $H_z = 0 \text{ mT}$ である。ここでゲート電圧 V_G は 0.1 ms 当たり 0.5 V ステップで変動させ、0 V から -7 V まで増加させた後、さらに段階的に 0 V まで減少させる。測定結果はゲー

ト電圧 V_G が 1 V 変動した前後の磁壁間隔として決定される。また、ゲート電圧 $V_G < |2 \text{ V}|$ のとき、磁壁移動が観察されないため測定結果では示していない。(a)に時間 t と印加ゲート電圧 V_G 及び移動距離の依存性を示す。(b)には磁壁変位の変化を示す。測定結果からゲート電圧 V_G 変化によって引き起こされる磁壁移動の最大速度は 50 mm/s に達する可能性があり。ゲート電圧 V_G の絶対値に比例することがわかる。また、ゲート電圧 V_G が 1 V 変化した後におけるレーストラック内の磁壁及びスキルミオンバブル移動の様子を光学カー効果顕微鏡で観察し、(c-j)に観察結果を示す。黒い四角はレーストラックの形を示す。また、光学カー効果顕微鏡の観察結果はレーストラックの一部のみを示す。(c)に示したように、ゲート電圧 V_G を 0 V から -4 V まで段階的に増加させるようにレーストラックに印加すると、レーストラックの左端近くにスピンドウン磁区が形成される。(d~ f)にはゲート電圧 V_G がさらに -7 V まで増加することに伴い、形成された磁壁は右に向かって駆動される。(f)では磁壁移動変位はゲート電圧 $V_G = -7 \text{ V}$ において最大となり、試料エッジ側から移動距離が 20 μm に達する。これは、ゲート電圧 $V_G = -6 \text{ V}$ 印加時の磁壁位置とゲート電圧 $V_G = -7 \text{ V}$ 印加時の磁壁位置の間隔によって計算された値である。さらに、磁壁移動時にいくつかのスキルミオンバブルが磁壁の付近で生成されたのを観察できた。(g~ j)に示したように、ゲート電圧 V_G が -7 V から -3.5 V に減少すると、磁壁とスキルミオンバブルの両方がレーストラックの左端に向かって移動する。ここで、スキルミオンバブルの速度は磁壁の速度よりはるかに遅くなる。スキルミオンバブルは狭いレーストラック内において閉じ込められた空間内で駆動されるため、+x 方向に沿って駆動される。そのため、スキルミオンバブルの移動はスキルミオンホール効果に依存するのを明白に結論付けることはできない。よって、スキルミオンホール効果によってスキルミオンバブルが駆動されたか確認する必要がある。

本研究は更にスキルミオンバブル電界駆動の実験を行い、スキルミオンホール効果を確認した。図 3.42 に試料テーパー構造部においてスキルミオンバブル駆動のカー顕微鏡による観察結果を示す。観察画像は 60 fps で撮影された。スケールバーは 5 μm である。印加電圧は 0.5 V 間隔において -6 V ~ -2.5 V まで変化させた。観察結果からスキルミオンバブルの駆動を確認し、観察結果ではスキルミオンバブルが直線的に移動し、スキルミオンバブルと試料両側エッジ間において反発力が作用するため、明白なスキルミオンホール効果を観察出来なかった。さらに、いくつかのスキルミオンバブルを確認できるが、スキルミオンバブル間においても反発力が作用しスキルミオンホール効果の直接観察を妨げる。

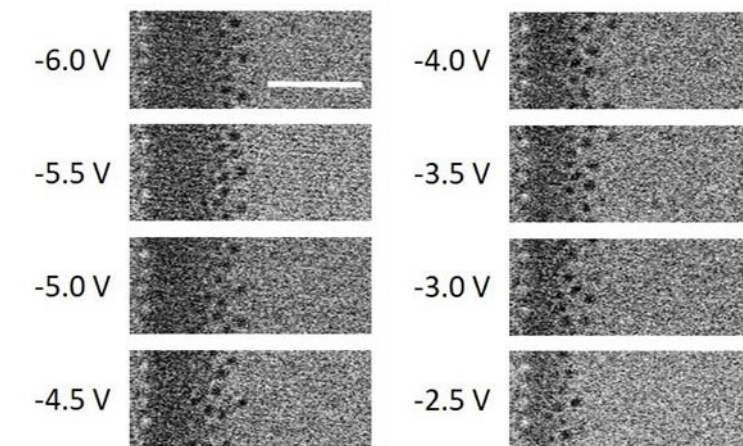


図 3.42 各ゲート電圧 V_G 印加時における磁壁及びスキルミオンバブルの観察結果

3.9 シミュレーションによるスキルミオンバブルの生成

本研究はこれまでの実測結果を確認するために、シミュレーションソフトウェアによるスキルミオンバブル生成をシミュレートする必要がある。よって、本研究は様々な条件を用いてシミュレーションを行った。

図 3.43 には広いレーストラック内における垂直磁気異方性勾配の変化による駆動されたスキルミオンバブル駆動軌跡のシミュレーション結果を示す。図 3.44 には狭いレーストラック内における垂直磁気異方性勾配の変化による駆動されたスキルミオンバブル駆動軌跡のシミュレーション結果を示す。また、図 3.45 にはスキルミオンがピンニングサイトに接触したあとに消滅するシミュレーション結果を示す。図 3.46 にはスキルミオンバブルがピンニングサイトに接触したあとピンニングされるシミュレーション結果を示す。ゲート電圧 V_G が減少しているとき、左側へ移動するときいくつかのスキルミオンバブルが固定または消滅することに注意すべきである。図 3.45 と図 3.46 に示したようにスキルミオンバブルのピンニングや消滅はピンニングサイトや不純物によって発生すると考えられる。

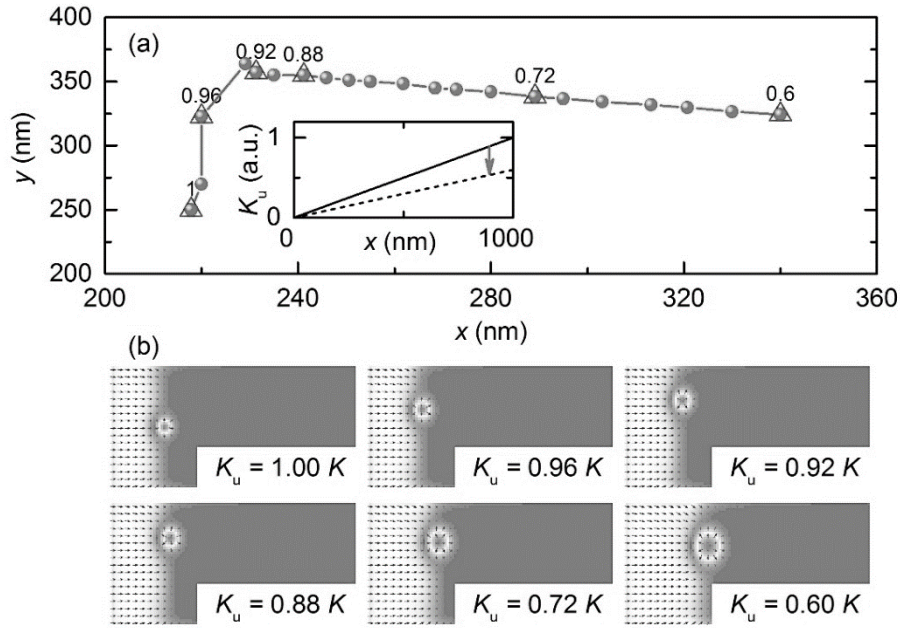


図 3.43 広い細線幅におけるスキルミオンバブル移動軌道及びサイズのシミュレーション結果 (a)垂直磁気異方性勾配の変化によって駆動されたスキルミオンバブルの移動軌道、(b)各 K_U 値において発生したスキルミオンバブルの位置とサイズ

図 3.43 にシミュレーションモデルを $1000 \text{ nm} \times 500 \text{ nm} \times 0.5 \text{ nm}$ で設計したスキルミオンバブルの移動軌道の計算結果を示す。各磁性材料パラメータは $\alpha=0.2$ 、 $M_S=550 \text{ kA/m}$ 、 $K=1.0 \text{ MJ/m}^3$ 、 $A=22 \text{ pJ/m}$ 、 $D=1.2 \text{ mJ/m}^2$ となるように設定した。シミュレーションは OOMMF を用いて行った^[52]。(a)に垂直磁気異方性勾配変化によって駆動されたスキルミオンバブルの移動軌道を示す。スキルミオンバブルが生成された時に横方向への移動も結果から分かる。(b)にはそれぞれ $K_U=1.00\text{K}$ 、 $K_U=0.96\text{K}$ 、 $K_U=0.92\text{K}$ 、 $K_U=0.88\text{K}$ 、 $K_U=0.72\text{K}$ 、 $K_U=0.60\text{K}$ においてスキルミオンバブルの位置とサイズをシミュレーションした結果を示す。まず、垂直磁気異方性が $x=0 \text{ nm}$ において $K_U=0$ から $x=1000 \text{ nm}$ における $K_U=1.0\text{K}$ まで増加する垂直磁気異方性を適用し、スキルミオンバブルは $x=218 \text{ nm}$ で生成する。それから、垂直磁気異方性勾配を減少させ、 $x=1000 \text{ nm}$ において $K_U=0.98\text{K}$ とする。垂直磁気異方性勾配の変化によってスキルミオンバブルが駆動されるため、本実験は 20 ns 安定したスキルミオンバブルの位置を測定した。その後、垂直磁気異方性を $x=1000 \text{ nm}$ における K_U を 0.02K 間隔で 1.0K から 0.6K まで減少した。垂直磁気異方性勾配が変化すると

スキルミオンバブルは右側に駆動されるのがわかる。また、スキルミオンバブルのサイズは K_U に依存し、 K_U の減少に伴いスキルミオンバブルのサイズが大きくなるのがわかる。

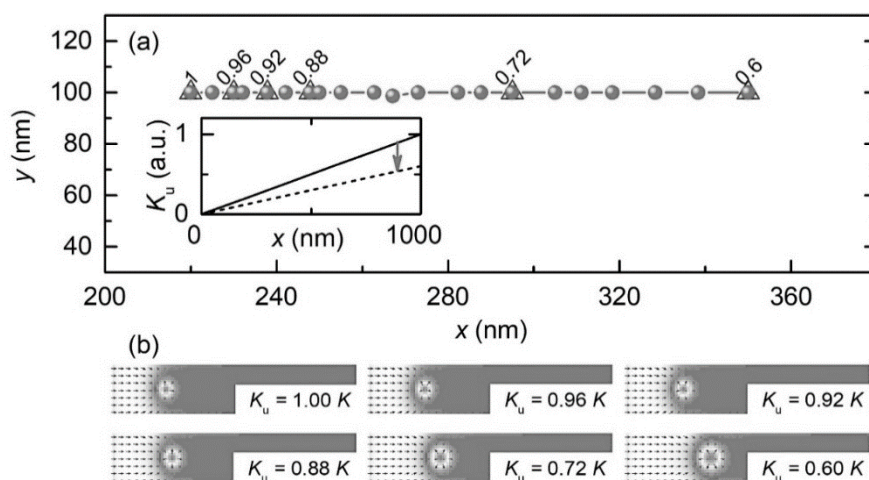


図 3.44 狭い細線幅におけるスキルミオンバブル移動軌道及びサイズのシミュレーション結果 (a) 垂直磁気異方性勾配の変化によって駆動されたスキルミオンバブルの移動軌道、(b) 各 K_U 値において発生したスキルミオンバブルの位置とサイズ

図 3.44 にシミュレーションモデルを $1000 \text{ nm} \times 200 \text{ nm} \times 0.5 \text{ nm}$ で設計したシミュレーション結果を示す。図 3.43 と同じ方法および磁気特性パラメータを用いた。(a) 垂直磁気異方性勾配の変化によって駆動されたスキルミオンバブルの移動軌道を示す。測定結果からレーストラックの幅を縮小することによってスキルミオンバブルがほぼ直線的に移動することが分かる。(b) にはそれぞれ $K_U = 1.00\text{K}$ 、 $K_U = 0.96\text{K}$ 、 $K_U = 0.92\text{K}$ 、 $K_U = 0.88\text{K}$ 、 $K_U = 0.72\text{K}$ 、 $K_U = 0.60\text{K}$ においてスキルミオンバブルのサイズをシミュレーションした結果を示す。最初の垂直磁気異方性が $x = 0 \text{ nm}$ において $K_U = 0$ から $x = 1000 \text{ nm}$ において $K_U = 1.0\text{K}$ まで増加する垂直磁気異方性を適用し、スキルミオンバブルは $x = 220 \text{ nm}$ で生成される。垂直磁気異方性勾配の変化が適用されると、スキルミオンバブルは横方向の変位を示さずほぼ直線的に右方向に移動する。これはスキルミオンバブルとレーストラック両側の反発力によってスキルミオンバブルがレースト

ラック中央部分に安定され、垂直磁気異方性の変化によって直線的な移動軌道を示した。

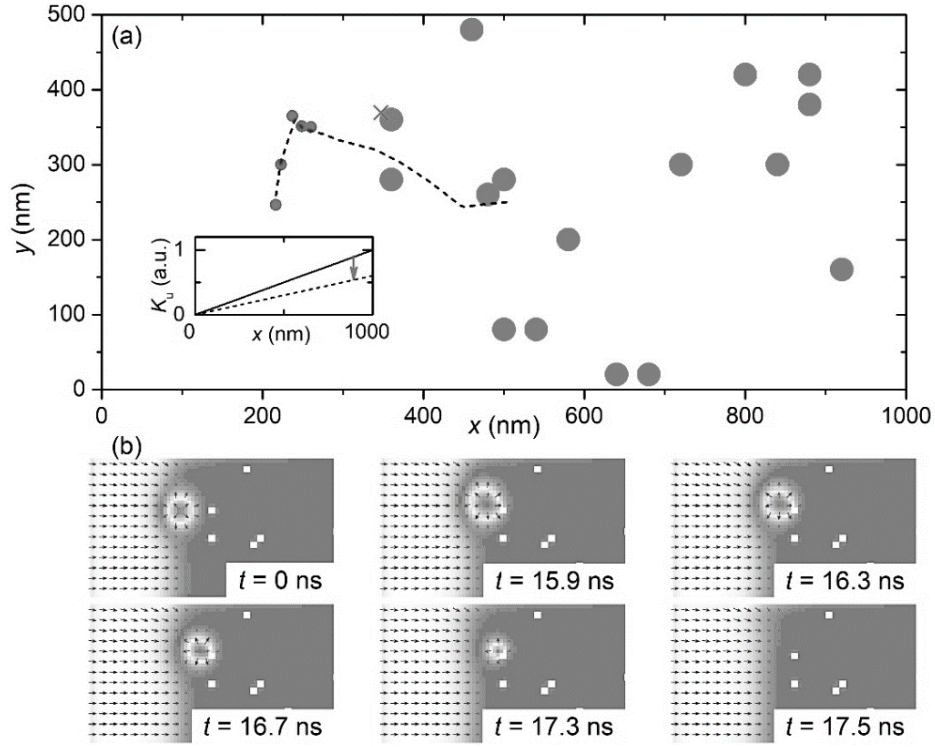


図 3.45 スキルミオンバブル消滅のシミュレーション結果 (a)垂直磁気異方性勾配の変化によって駆動されるスキルミオンの移動軌跡、(b) $x = 1000$ nm において $K_U = 0.75K$ の場合のスキルミオンバブル消滅のシミュレーション結果

図 3.45 にシミュレーションモデルを $1000 \text{ nm} \times 500 \text{ nm} \times 0.5 \text{ nm}$ で設計したスキルミオンバブル消滅のシミュレーション結果を示す。シミュレーションで用いた磁性材料のパラメータは $\alpha = 0.2$ 、 $M_S = 550 \text{ kA/m}$ 、 $K = 1.0 \text{ MJ/m}^3$ 、 $A = 22 \text{ pJ/m}$ 、 $D = 1.2 \text{ mJ/m}^2$ である。シミュレーションは OOMMF を用いて行った。(a)にピンニングサイトの位置と垂直磁気異方性勾配の変化によって駆動されるスキルミオンの移動軌跡を示す。まず、垂直磁気異方性が $x = 0 \text{ nm}$ において $K_U = 0$ から $x = 1000 \text{ nm}$ において $K_U = 1.0K$ まで増加する垂直磁気異方性勾配を適用した。スキルミオンは $x = 218 \text{ nm}$ の位置で生成される。挿入図に示すように $x = 1000 \text{ nm}$ における K_U は $0.05K$ のステップで $1.0K$ から $0.75K$ まで

減少する。シミュレーションの結果においては、ゲート電圧 V_G を印加してから 20 ns 間安定したスキルミオンバブルの位置を記録した。(a)内に示した小さい点はスキルミオンバブルの軌跡を示し、欠陥は大きい丸で示す。欠陥は $x > 300$ nm の領域でランダムに分布させる。点線はレーストラック内におけるスキルミオンバブルの移動軌跡を示す。(b) $x = 1000$ nm において $K_U = 0.75K$ の場合にスキルミオンバブル消滅のシミュレーション結果を示す。ピンニングサイトのサイズを $20\text{ nm} \times 20\text{ nm} \times 0.5\text{ nm}$ と設定する。垂直磁気異方性勾配の変化が適用されると、スキルミオンバブルは横方向の変位を有しながら右側に移動する。しかし、ピンニングサイトに触れることによってスキルミオンバブルは消滅するのがわかる。

図 3.46 にシミュレーションモデルを $1000\text{ nm} \times 500\text{ nm} \times 0.5\text{ nm}$ で設計したシミュレーション結果を示す。シミュレーションで用いた磁性材料のパラメータは $\alpha = 0.2$ 、 $M_S = 550\text{ kA/m}$ 、 $K = 1.0\text{ MJ/m}^3$ 、 $A = 22\text{ pJ/m}$ 、 $D = 1.2\text{ mJ/m}^2$ である。シミュレーションは OOMMF を用いて行った。(a)に垂直磁気異方性の変化によって駆動されるスキルミオンの軌跡を示す。最初に、ゲート電圧 V_G を印加し、垂直磁気異方性は $x = 0\text{ nm}$ において $K_U = 0$ から $x = 1000\text{ nm}$ において $K_U = 1.0K$ まで直線的に増加するように設定し、スキルミオンバブルは $x = 200\text{ nm}$ の位置で生成される。挿入図に示すように、ゲート電圧 V_G の変化に伴い $x = 1000\text{ nm}$ での K_U は 1.0 K から $0.65K$ まで減少し、その後 $0.05K$ ステップで $0.90K$ まで増加する。シミュレーションでは、ゲート電圧 V_G を印加してから 20ns 間安定したスキルミオンバブルの位置を記録した。小さい点はスキルミオンバブルの軌跡を示し、欠陥は大きい丸で表す。欠陥は $x > 300\text{ nm}$ の領域でランダムに分布させる。点線はレーストラック内で無欠陥時に駆動されるスキルミオンバブルの軌跡を示す。(b) $x = 1000\text{ nm}$ における K_U が減少するときのスキルミオンバブル位置の結果を示す。それぞれの結果を $K_U = 1.00K$ 、 $0.90K$ 、 $0.85K$ 、 $0.80K$ 、 $0.75K$ 、 $0.65K$ とする。(c) $x = 1000\text{ nm}$ における K_U が増加するときのスキルミオンバブルの結果を示す。それぞれの結果を $K_U = 0.7K$ 、 $0.80K$ 、 $0.90K$ とした。欠陥のサイズを $20\text{ nm} \times 20\text{ nm} \times 0.5\text{ nm}$ と設定した。シミュレーション結果から、垂直磁気異方性勾配の変化が適用されると、スキルミオンバブルは横方向の変位を有しながら右側に移動する。しかし、ピンニングサイトに触れることによってスキルミオンバブルの移動を妨げ、ピンニングされる場合もあるのがわかる。

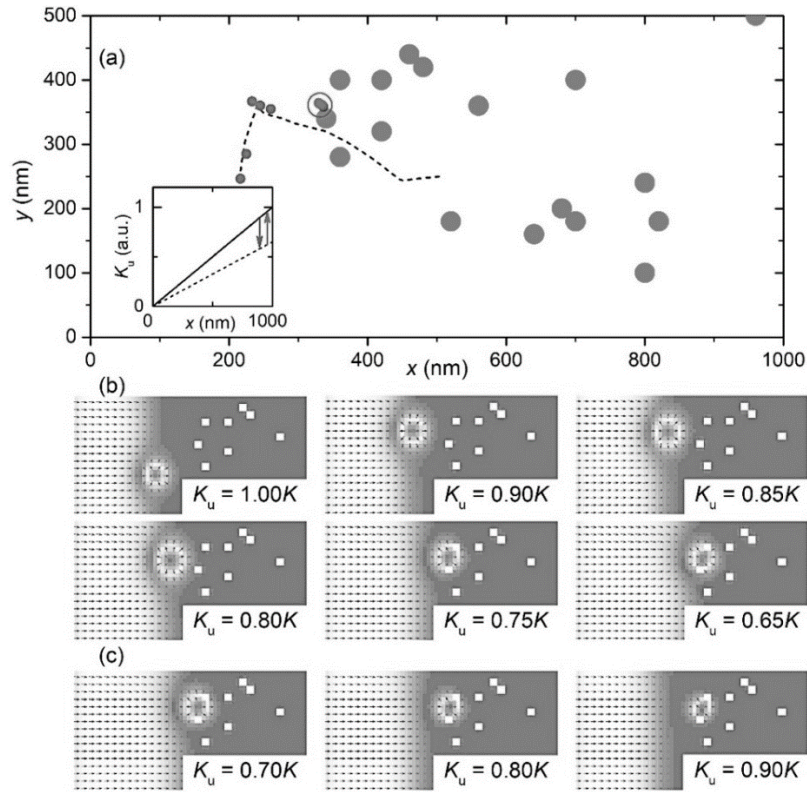


図 3.46 スキルミオンバブルがピンニングされるシミュレーション結果(a)垂直磁気異方性の変化によって駆動されるスキルミオンの軌跡、(b)x= 1000 nm において K_u 減少に伴うスキルミオンバブル位置の結果

これまで実験では、磁壁とスキルミオンバブルが共に左右に動くことに注目すべきである。磁壁に関しては、右移動および左移動は主に垂直磁気異方性勾配の変化によって引き起こされることがすでにこれまでの実験やシミュレーション結果で分かった。しかし、スキルミオンバブルの場合は右移動および左移動のメカニズムは異なると考えられる。すなわち、スキルミオンバブルの右への移動は磁壁とスキルミオンバブル間の反発力によって駆動された。右へ移動する磁壁に押されることによってスキルミオンバブルの移動が引き起こされたと考えられる。対照的に、垂直磁気異方性勾配はスキルミオンバブルに推進力を提供することができるため、スキルミオンバブルの左への移動は垂直磁気異方性勾配の変化によって直接駆動されることが考えられる。

キラル磁壁とスキルミオンバブルの電界誘起運動を実験的に実証したので、本研究はさらにこれらの観測された現象をマイクロマグネティックスの視点下

で定性的な方法で研究するために、本研究は 2 回に分けてシミュレーションを行った。まず、図 3.47 に磁壁の電界誘起と外部磁界誘起運動に関するシミュレーション結果を示す。シミュレーション試料の形状は $1000\text{ nm} \times 500\text{ nm} \times 0.5\text{ nm}$ と設定する。 x 方向は長さ方向である。厚さ勾配の影響をモデル化するために、 x 方向に沿って $x = 400\text{ nm}$ まで直線的に増加する垂直磁気異方性を仮定している。すなわち、垂直磁気異方性の値は $x = 0\text{ nm}$ で $K_U = 0$ から $x = 400\text{ nm}$ で $K_U = K_{U\max}$ まで直線的に変化させる。 $x > 400\text{ nm}$ の場合に $K_U = K_{U\max}$ と仮定する。図 3.47 (a)においては負の外部磁界 $H_z = -15\text{ mT}$ を印加する場合の磁壁の電界誘導運動を最初にシミュレートした。電界の効果をシミュレートするために、ゲート電圧 V_G の正確な値にかかわらず、 V_G が適用されるとき、 $K_{U\max} = K$ が $K_{U\max} = 0.4K$ に減少すると仮定した。図 3.47 (a)で示すように電界効果により $K_{U\max}$ が減少すると磁壁が形成されて $+x$ 方向に移動し、シミュレーションの最終状態は実験で観測された状態と良く一致することがわかる。また、初期状態から最終状態までの結果では、磁壁付近に複数の粒状磁区構造が生成されたことが分かる。結果からこれらの粒子状の磁区構造はスキルミオンバブルであることを示している。

しかし、シミュレーションの最終状態に達する前に、生成されたスキルミオンは消滅し、実験結果とは異なる。その原因は実験試料のサイズと実験で生成されたスキルミオンバブルのサイズがシミュレーションのモデルよりも大きいため、実験試料の大きな双極子相互作用がスキルミオンバブルを安定させることができるためと考えられる。シミュレーションでは厚さ勾配誘起磁気異方性勾配と電界誘起磁気異方性の変化が磁壁駆動への重要性を示唆し、実験的観察結果を定性的に再現できることが分かった。図 3.47 (b)では $K_{U\max}$ が $K_{U\max} = K$ に増加したとき、すなわちゲート電圧 V_G がオフされたときの磁壁の左への運動および消滅を示す。図 3.47 (c)および図 3.47 (d)は、垂直外部磁界 $H_z = +2\text{ mT}$ を印加する場合での磁壁の電界誘導運動を示す。磁壁移動の結果は、 $H_z = -15\text{ mT}$ と同じであるが、遷移期間中にスキルミオンバブルは生成されず、実験結果とよく一致していることがわかる。図 3.30 で示したように、電界誘起磁壁移動に伴うスキルミオンバブルの生成は磁場が初期磁化の反対方向に印加された場合のみスキルミオンバブルの存在を確認した。更に、磁壁の磁場誘起運動をシミュレートした結果を図 3.47 (e)および(f)に示す。外部磁界誘起磁壁移動は電界誘起磁壁駆動の結果と大きく異なることが分かる。 $-z$ 方向に外部磁界を印加すると、左端付近の面内磁化及び面外磁化の遷移領域から磁壁が生成され、磁壁は $+x$ 方向に移動する。外部磁界を $+z$ 方向に印加すると、左端の面内磁化と垂直磁化の間の遷移領域から新たな磁壁が生成され、 $+x$ 方向に向かって移動する。図 3.47

(f)に示す最終状態においては、存在する2つの磁壁は H_z がある値より大きくなると磁壁が共に消滅することに注目し本研究は Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用、飽和磁化、垂直磁気異方性および異方性の変動が電界誘導磁壁運動に及ぼす影響を次にシミュレートした。

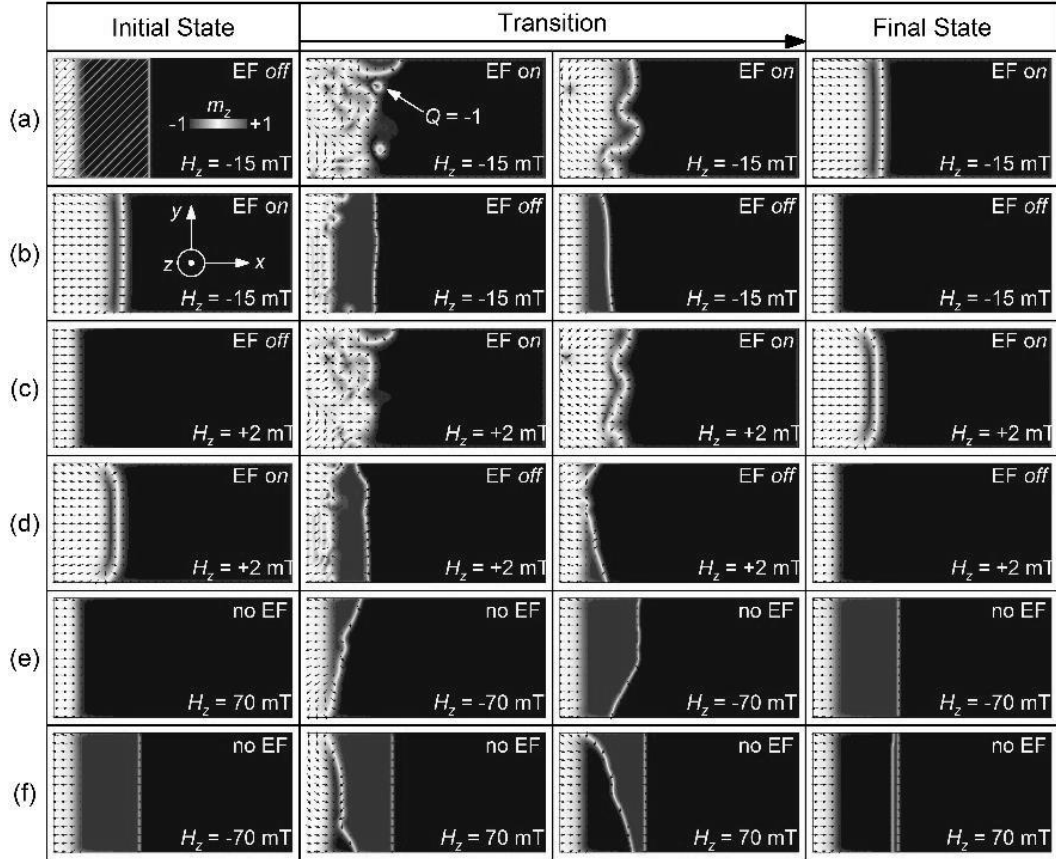


図 3.47 磁壁の電界誘起及び磁場誘起生成と運動のシミュレーション結果(a) $H_z = -15$ mT において磁壁生成および右方向への磁壁駆動の様子、(b) ゲート電圧 V_G がオフされるときに磁壁移動の様子、(c) $H_z = -2$ mT における磁壁の電界誘起生成および磁壁駆動の様子、(d) ゲート電圧 V_G オフ時に生成する 180° 磁壁の様子、(e)と(f)外部印加磁界誘起磁壁移動の様子

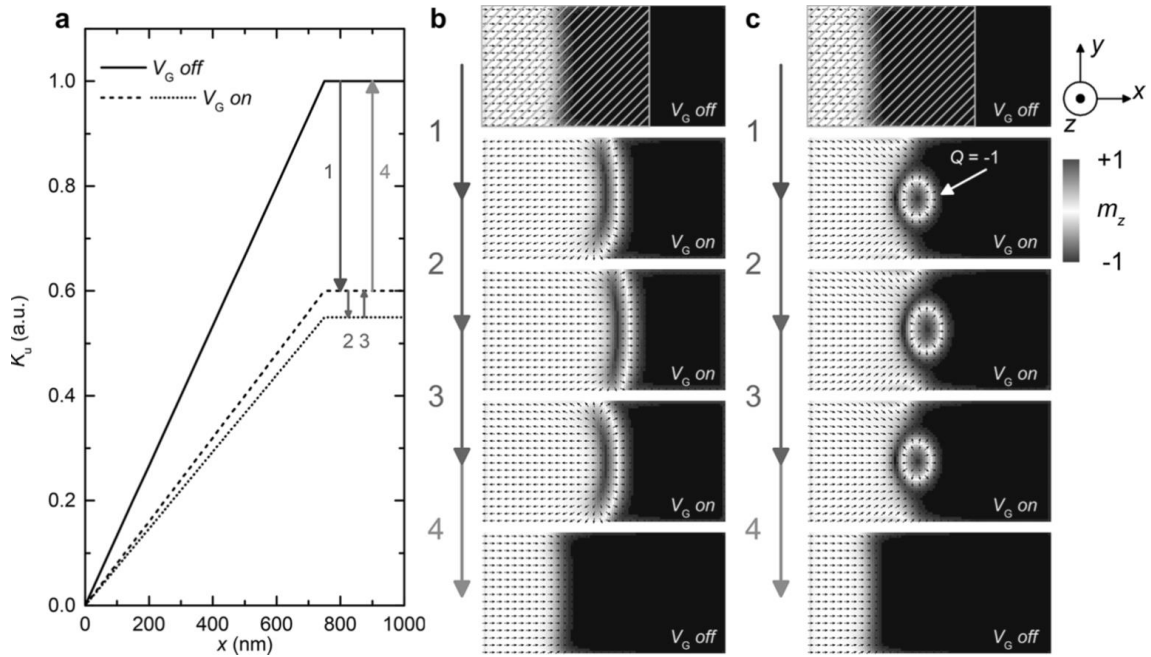


図 3.48 キラル磁壁の電界誘起生成及び運動のシミュレーション結果 (a)ゲート電圧 V_G 印加してない時と印加時の垂直磁気異方性 K_U と磁壁移動距離の依存性、(b) $H_z = 0$ mT におけるキラル磁壁の電界誘導生成および左右駆動の様子、(c) $H_z = 0$ mT 印加時スキルミオンバブル電界誘導の様子

図 3.48 にはキラル磁壁の電界誘起生成と運動のシミュレーション結果を示す。シミュレートした試料の形状は $600 \text{ nm} \times 300 \text{ nm} \times 0.5 \text{ nm}$ である。厚さ勾配の効果モデル化する目的で、 x 方向に沿って $x = 0 \text{ nm}$ から $x = 450 \text{ nm}$ まで直線的に垂直磁気異方性が増加すると仮定する。

図 3.48 (a)に示すように、垂直磁気異方性を有しながら電界効果を印加せず、 $x = 0 \text{ nm}$ における $K_U = 0$ から $x = 450 \text{ nm}$ における $K_U = K$ まで直線的に増加するように設定した。ゲート電圧 V_G が印加されると、垂直磁気異方性は $x = 0 \text{ nm}$ において $K_U = 0$ から $x = 450 \text{ nm}$ において $K_U = 0.6K$ まで直線的に増加し、ゲート電圧 V_G の正確な値に関係なく、電界効果によって誘導される垂直磁気異方性の減少を示す。ゲート電圧 V_G の大きさをさらに増加させると、垂直磁気異方性は $x = 0 \text{ nm}$ での $K_U = 0$ か $x = 450 \text{ nm}$ での $K_U = 0.55K$ まで直線的に減少したと仮定する。シミュレーションで使用されたパラメータは $\alpha = 0.2$ 、 $M_S = 400 \text{ kA/m}$ 、 $K = 0.218 \text{ MJ/m}^3$ 、 $A = 10 \text{ pJ/m}$ 、 $D = 0.5 \text{ mJ/m}^2$ となるように設定した。キラル磁壁およびスキルミオンバブルの運動は垂直磁気異方性の変化によって駆動

されると考えられるので、本研究は簡略化のためにシミュレーションにおいて Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用を固定された小さな値と設定した。また、最近の理論的研究結果では、Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) の大きさが電場を用いて調節され得ることを示唆している^[51]。実際、最近の実験報告では図 3.50 に示したように、スキルミオンのキラリティーは Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用 (DMI) の電界調整によって制御できることがすでに実証されている^[40]。

図 3.48 (b)に $H_z = 0$ mT においてキラル磁壁の電界誘起生成と運動をシミュレートした結果を示す。初期状態では磁化が $+z$ 方向に向いているが、左端付近の磁化は xy 平面にあり、Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用と垂直磁気異方性の減少から $+x$ 方向に向く。詳細な各 DMI 強度における緩和状態のシミュレーション結果を図 3.49 に示す。ゲート電圧 V_G の印加により垂直磁気異方性が減少すると共にキラル磁壁が形成され、 $+x$ 方向に移動する。垂直磁気異方性がさらに減少すると、磁壁は $+x$ 方向に向かってさらに移動し続ける。ゲート電圧 V_G がオフされると垂直磁気異方性が元の値に戻り、キラル磁壁は $-x$ 方向に向かって移動し続け、最後に消滅する。上記のシミュレーション結果は、実験的に観察されたキラル磁壁の形成およびゲート電圧 V_G の印加によって誘発された運動とよく一致することが分かる。しかしながら、キラル磁壁駆動過程中においてスキルミオンバブルは見いだされず、これは実験結果とは異なるのに注意すべきである。その理由は、実験で用いた試料のサイズと実験的に作成されたスキルミオンバブルの両方がシミュレーションで用いたモデルのサイズよりはるかに大きいため、実験サンプルの大きな双極子相互作用がスキルミオンバブルの励起と安定化に役立つことが考えられる。そして、実際の実験で用いて試料の中では、図 3.27 の中でも確認できるように、ピンニングおよび不純物は核生成点として働きスキルミオンバブルの生成を促進する可能性があると考えられる^[36]。そのため、本研究は垂直磁気異方性 K_U の値をわずかに調整し、マイナスの位相電荷を有するスキルミオンバブルを生成できるようにした。

図 3.48 (c)に示すように、垂直磁気異方性 K_U を増加または減少させると、磁壁とスキルミオンバブルが生成され、ゲート電圧 V_G の変化に伴い左右への移動、または磁壁とスキルミオンバブルの両方が特定の垂直磁気異方性で安定化される。これは、ゲート電圧 V_G の印加によって垂直磁気異方性 K_U が変化し、結果として磁壁とスキルミオンバブルはある垂直磁気異方性 K_U で安定化させたことを証明できる。垂直磁気異方性 K_U の勾配がゲート電圧 V_G によって変化すると特定の磁気異方性値に対応して磁壁またはスキルミオンバブルの位置がシフトする。シミュレーションモデルは簡単に設定したためサンプルの厚さによる

電界の変化を考慮に入れていない。すなわち、試料エッジ側のテーパ状構造は垂直磁気異方性勾配を有し、ゲート電圧 V_G は垂直磁気異方性を一様に低下させると設定した。しかし、実際の測定用試料ではゲート電圧 V_G がテーパ状構造に沿って不均一になる可能性があるため、垂直磁気異方性に対する影響はテーパ状構造の薄い部分に比べて厚い部分では減少する可能性があると考えられる。

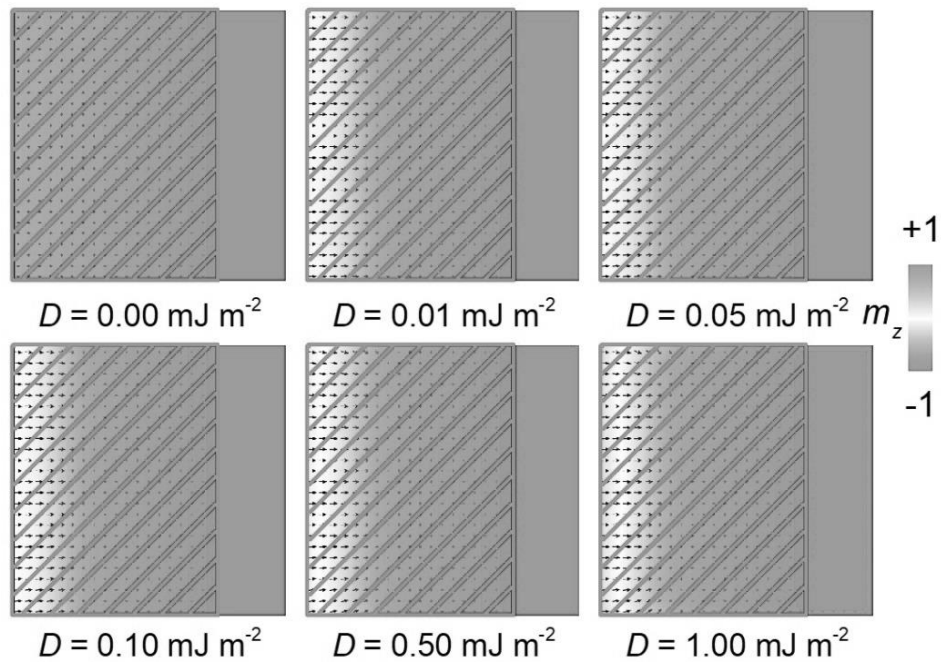


図 3.49 各 DMI 強度に対する緩和状態の結果

図 3.49 にさまざまな DMI 強度に対する緩和状態のシミュレーション結果を示す。 $H_z = 0$ mT において $D = 0.00$ mJ/m²、 0.01 mJ/m²、 0.05 mJ/m²、 0.10 mJ/m²、 0.50 mJ/m²、 1.00 mJ/m² のそれぞれの結果を示す。グレーのボックスで示された領域の垂直磁気異方性は、x 方向に沿って $K_U = 0$ から $K_U = 1.0K$ まで直線的に増加する。シミュレーションで用いた磁性材料のパラメータは $\alpha = 0.2$ 、 $M_S = 346$ kA/m、 $K = 0.214$ MJ/m³、 $A = 24$ pJ/m、 $D = 0 \sim 1.0$ mJ/m²。 $D = 0.0$ mJ/m² のとき、磁化は +z 軸に向いている。エッジ側の磁化は $D \neq 0.0$ mJ/m² の時に対して垂直磁気異方性の勾配が付与される。したがって、Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用はエッジ誘起傾斜磁化と左端付近の磁気異方性の減少との組み合わせ

効果により、左端付近に面内磁区が形成された。よって、Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用と厚さ勾配誘起異方性プロファイルの両方が初期状態における面内磁区の形成において重要な役割を果たすことを示す。

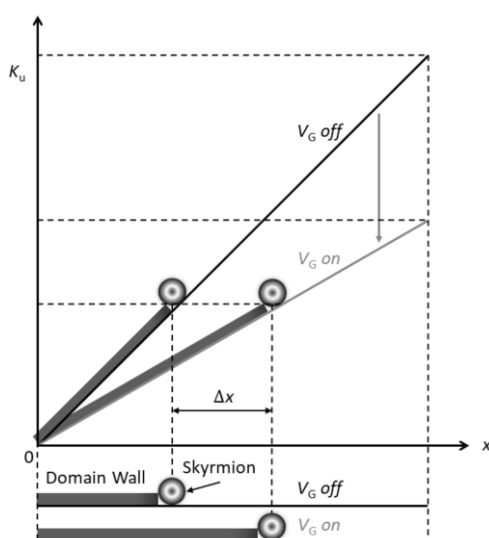


図 3.50 電解誘起スキルミオンバブル移動と磁気異方性の依存性

図 3.50 に電解誘起スキルミオンバブル移動と磁気異方性の依存性を示す。ゲート電圧 V_G が印加されると、垂直磁気異方性は減少し、スキルミオンは磁壁によって右側に駆動される。磁壁はゲート電圧 V_G 印加される前後で同じ移動距離において K_U で安定化される。

3.10 スキルミオンホール効果

三次元 (3D) 時間依存磁化ダイナミクスはランダウ＝リフシッツ＝ギルバート (LLG) 方程式によって記述される。この式は外部磁界印加時に磁化の歳差運動と減衰運動は時間に依存し、以下の式のように与えられる^[58]。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \times (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) \quad (3.1)$$

ここで、 \mathbf{M} は磁化であり、 $M_s = |\mathbf{M}|$ である。 α は飽和磁化、 t は時間、 γ_0 は角運動量に対する磁気双極子モーメントの回転比を表し、絶対磁気回転比として表す。 $\alpha > 0$ はギルバート減衰定数を表し無次元量である。式を整理すると以下のように与えられる。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (3.2)$$

\mathbf{H}_{eff} は有効外部磁界、 $\mathbf{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \times \frac{\delta \varepsilon}{\delta \mathbf{M}} \times \varepsilon$ は対称ハイゼンベルク交換相互作用を含む平均エネルギー密度、垂直磁気異方性、外部印加磁界、消磁、界面の Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用エネルギーを含む式は、次のように記述される。

$$\begin{aligned} \varepsilon = & A \left[\nabla \left(\frac{\mathbf{M}}{M_s} \right) \right]^2 - K_u \frac{(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M})^2}{M_s^2} - \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} - \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d(\mathbf{M}) \\ & + \frac{D}{M_s^2} [M_z (\mathbf{M} \cdot \nabla) - (\nabla \cdot \mathbf{M}) M_z] \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで、 A は対称 Heisenberg 交換相互作用、 K_u は垂直磁気異方性、および D は界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用の強度をそれぞれ示す。 \mathbf{H} は外部印加磁界、 $\mathbf{H}_d(\mathbf{M})$ は消磁磁界、 M_z は磁化 \mathbf{M} の垂直デカルト座標成分、 μ_0 は真空透磁率を表している。スキルミオンの運動は LLG 方程式から導き出された Thiele 方程式を計算することによって得ることができる。Thiele 方程式は次のように表すことができる。

$$G\hat{z} \times \mathbf{v} + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{v} = \mathbf{F} \quad (3.4)$$

ここでは、それぞれ $G = \frac{4\pi Q\mu_0 M_s}{\gamma_0}$ はジャイロカップリングベクトル項を表し、 M_s とは γ_0 それぞれ飽和磁化、磁気回転比を表す。 Q はトポロジカルチャージを表し、残留磁化 $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ の時に、 $Q = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{m} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right) dx dy$ によって与えられる。本論文中で記述している全てのスキルミオンの場合は $Q = -1$ である。また、 α はギルバート減衰定数を表す。 \mathbf{D} は散逸テンソル、そして $D_{xy} = D_{yx} = 0$ 、さらに $D_{xx} = D_{yy} = D$ で表すため、これらの条件を用いて次のような式で与えられる。

$$D = \frac{\mu_0 M_s}{\gamma_0} \iint \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 dx dy \quad (3.5)$$

\mathbf{F} はスキルミオンの駆動力を表し、ここで $\mathbf{F} = (F_x, 0)$ によって与えられる。式 3.4 を計算することによって垂直磁気異方性勾配によって駆動される孤立したスキルミオンの速度は、下の式が得られる。

$$v_x = \frac{\alpha D F_x}{G^2 + (\alpha D)^2}, \quad v_y = \frac{\alpha D F_x}{G^2 + (\alpha D)^2} \quad (3.6)$$

以上の式によって、次の式を得ることができる。

$$\frac{v_y}{v_x} = \frac{-G}{\alpha D} \quad (3.7)$$

スキルミオンはゼロでない位相電荷 Q を有するため、横方向への駆動変位を有することがわかる。これはスキルミオンホール効果である。式 3.6 からわかるように、 x 方向に駆動力を有する場合にスキルミオンバブルまたはゼロではない Q を有するスキルミオンは横方向への移動変位を有することになる。図 3.44 に示されるように、細線幅が大きいレーストラックにおける垂直磁気異方性勾配の変化によって駆動されるスキルミオンバブルのシミュレーション結果から実際の運動はスキルミオンホール効果を示す。しかし、細線幅が狭いレーストラックの場合にマグナス効果の力はスキルミオンエッジの反発力によって打ち消され、図 3.45 に示すようにスキルミオンは横方向への移動変位なしに直線で駆

動される。また、スキルミオン及びスキルミオンバブルの移動速度は次のように表すことができる。

$$v_x = \frac{F_x}{\alpha D}, v_y = 0 \quad (3.8)$$

3.11 垂直磁気異方性勾配によって生じる推進力

本章の研究結果の中では、磁壁とスキルミオンバブルが前後に駆動されることが最も重要な事項である。磁壁に関しては、前進および後退運動は主に垂直磁気異方性勾配の変化によって誘起されたことが考えられる。しかし、スキルミオンバブルの場合において前進と後退のメカニズムは異なることが考えられる。すなわち、スキルミオンバブルの前方への駆動は磁壁とスキルミオンバブル間の反発力から生まれる前方へ駆動される磁壁によって誘起される。また、垂直磁気異方性勾配の変化はスキルミオンバブルへ間接的に推進力を提供することができるため、スキルミオンバブルの後方への移動も垂直磁気異方性勾配の変化によって直接作用され後方へ駆動される。これらの結果を図 3.30 に示す

本実験では、図 3.50 に示したように、電界効果による垂直磁気異方性勾配の変化は磁壁とスキルミオンバブルの駆動を誘起できる。ゲート電圧 V_G が印加されると、垂直磁気異方性が減少し、磁壁は垂直磁気異方性の変化により前方へ移動する。同時に、磁壁とスキルミオンバブルとの間の反発力があるため、磁壁がスキルミオンバブルをレーストラックの右側に向かって駆動する。磁壁はゲート電圧 V_G の印加前後で同じ K_U 値で安定化される。ゲート電圧を OFF にすると磁壁は直ちに初期位置へ後退し、レーストラックの厚さ勾配で誘起された垂直磁気異方性勾配によって駆動されたスキルミオンバブルは左側に向かって移動する。レーストラックの左側に向かって移動するスキルミオンバブルの速度は、磁壁の後方への動きの速度よりも遥かに遅いのを観測できた。垂直磁気異方性勾配によって生じた後退力と推定することができる。まず、孤立したネールスキルミオンのスピン構造は以下の式のように与えられる。

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, \cos\theta) \quad (3.9)$$

ここで、 $\theta(r)$ は磁化と z 軸の間の角度を表す。つまり、 $x=r \cos \phi$ 、 $y=r \sin \phi$ を表わしている。図 3.51(a)に示しているように、 θ のプロファイルは以下の式で表すことができる。

$$\theta = \pi(1 - \frac{r}{2R}) \quad (3.10)$$

ここで R はスキルミオンの半径を表している。スキルミオンの半径は $m_z=0$ のときの半径を表している。誘導された駆動力は垂直磁気異方性の勾配であり、これは次式で与えられる。

$$F_x = -2 \iint K \frac{\partial m_z}{\partial x} dx dy, F_y = -2 \iint K \frac{\partial m_z}{\partial y} dx dy \quad (3.11)$$

ここで、 K は垂直異方性定数、 $K = K_0 - gx$ である。 g は垂直磁気異方性勾配の振幅である。式 3.5 と式 3.11 に基づいて、 $\mathcal{D} = \frac{\mu_0 M_s \pi^2}{r_0 8}$ の式を得ることができる。さらに、これらの式に基づいて、以下の式を導き出すことができる。

$$F_x = \frac{8R^2(\pi^2-4)}{\pi} g, F_y = 0 \quad (3.12)$$

また、スキルミオンバブルの場合においては図 3.52(b)に示した θ のプロファイルを用いて、次の式で表すことができる。

$$\begin{aligned} \pi, \quad r < R - \frac{\Delta}{2} \\ \theta = \frac{\pi}{2} - \frac{r-R}{\Delta} \pi, R - \frac{\Delta}{2} \leq r \leq R + \Delta \\ 0, \quad r > R + \frac{\Delta}{2} \end{aligned} \quad (3.13)$$

ここで Δ はスキルミオン内の磁壁幅であり、 R はスキルミオンの半径である。同様に、式 3.5 と式 3.11 に基づいて以下の式を導き出すことができる。

$$\mathcal{D} = \frac{\mu_0 M_s}{\gamma_0} \frac{\pi^2 R}{4\Delta}$$

$$F_x = 2 \left[2\pi R^2 - \Delta^2 \left(\frac{4}{\pi} - \frac{\pi}{2} \right) \right] g, F_x = 0 \quad (3.14)$$

これらの方程式を確認すると、 $\Delta = 2R$ のときに式 3.12 と式 3.14 と全く同じであることに注意したい。式 3.12 および式 3.14 を計算すると、スキルミオンの駆動力は垂直磁気異方性勾配に比例することがわかる。ここで垂直磁気異方性勾配によって誘起された駆動力がスキルミオンと欠陥の相互作用によるピンニングを克服できない場合においては垂直磁気異方性勾配を有してもスキルミオンはピンニングサイトによってピン止めされることが考えられる。

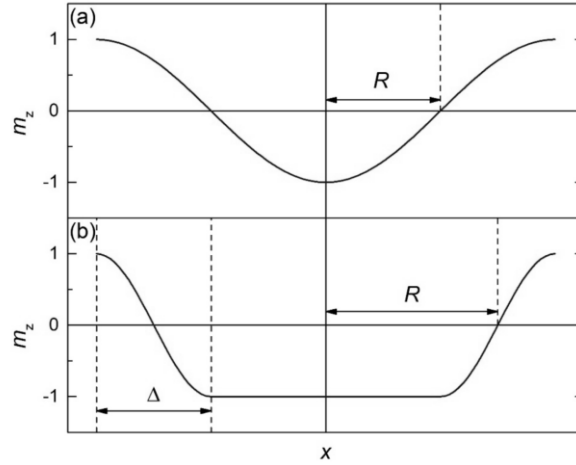


図 3.51 スキルミオンとスキルミオンバブルのサイズと m_z の依存性 (a) スキルミオンの場合の x と m_z の依存性、(b) スキルミオンバブルの場合の x と m_z の依存性

3.12 参考文献

1. H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno and K. Ohtani; *Electric-field control of ferromagnetism*; Nature, Vol. 408, pp. 944-946 (2000)
2. H. Ohno; *A window on the future of spintronics*; Nature Materials, Vol. 9, pp. 952-954 (2010)
3. D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura and H. Ohno; *Magnetization vector manipulation by electric fields*; Nature, Vol. 455, pp. 515-518 (2008)
4. T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando and Y. Suzuki; *Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron*; Nature Nanotechnology, Vol. 4, pp. 158-161 (2009)
5. Yoichi Shiota, Takuto Maruyama, Takayuki Nozaki, Teruya Shinjo, Masashi Shiraishi and Yoshishige Suzuki; *Voltage-Assisted Magnetization Switching in Ultrathin Fe₈₀Co₂₀ Alloy Layers*; Applied Physics Express, Vol. 2, No. 6 (2009)
6. Kihito Yamada, Haruka Kakizakai, Kazutoshi Shimamura, Masashi Kawaguchi, Shunsuke Fukami, Nobuyuki Ishiwata, Daichi Chiba and Teruo Ono; *Electric Field Modulation of Magnetic Anisotropy in MgO/ Co/ Pt Structure*; Applied Physics Express, Vol. 6, No. 7 (2013)
7. Shinji Miwa, Motohiro Suzuki, Masahito Tsujikawa, Kensho Matsuda, Takayuki Nozaki, Kazuhito Tanaka, Takuya Tsukahara, Kohei Nawaoka, Minoru Goto, Yoshinori Kotani, Tadakatsu Ohkubo, Frédéric Bonell, Eiiti Tamura, Kazuhiro Hono, Tetsuya Nakamura, Masafumi Shirai, Shinji Yuasa & Yoshishige Suzuki; *Voltage controlled interfacial magnetism through platinum orbits*; Nature Communications, Vol. 8, No. 15848 (2017)
8. D. Chiba, M. Yamanouchi, F. Matsukura, H. Ohno; *Electrical Manipulation of Magnetization Reversal in a Ferromagnetic Semiconductor*; Science, Vol. 301, pp. 943-945 (2003)
9. Yoichi Shiota, Takayuki Nozaki, Frédéric Bonell, Shinichi Murakami, Teruya Shinjo and Yoshishige Suzuki; *Induction of coherent*

- magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses*; Nature Materials, Vol. 11, pp. 39–43 (2012)
10. Wei-Gang Wang, Mingen Li, Stephen Hageman and C. L. Chien; *Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions*; Nature Materials, Vol. 11, pp. 64–68 (2012)
 11. S. Kanai, M. Yamanouchi, S. Ikeda, Y. Nakatani, F. Matsukura and H. Ohno; *Electric field-induced magnetization reversal in a perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction*; Applied Physics Letters, Vol. 101(12), No. 122403 (2012)
 12. D. Chiba, T. Ono, F. Matsukura, and H. Ohno; *Electric field control of thermal stability and magnetization switching in (Ga,Mn)As*; Applied Physics Letters, Vol. 103(14), No. 142418 (2013)
 13. T. Dohi, S. Kanai, A. Okada, F. Matsukura, and H. Ohno; *Effect of electric-field modulation of magnetic parameters on domain structure in MgO/ CoFeB*; AIP Advances, Vol. 6(7), No. 075017 (2016)
 14. Haruka Kakizakai, Fuyuki Ando, Tomohiro Koyama, Kihiro Yamada, Masashi Kawaguchi, Sanghoon Kim, Kab-Jin Kim, Takahiro Moriyama, Daichi Chiba and Teruo Ono; *Switching local magnetization by electric-field-induced domain wall motion*; Applied Physics Express, Vol. 9, No. 6 (2016)
 15. F. Ando, H. Kakizakai, T. Koyama, K. Yamada, M. Kawaguchi, S. Kim, K.-J. Kim, T. Moriyama, D. Chiba, and T. Ono; *Modulation of the magnetic domain size induced by an electric field*; Applied Physics Letters, Vol. 109, No. 022401 (2016)
 16. Michihiko Yamanouchi, Daichi Chiba, Fumihiro Matsukura and Hideo Ohno; *Current-Assisted Domain Wall Motion in Ferromagnetic Semiconductors*; Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 45, No. 3854 (2006).
 17. A.J. Schellekens, A. van den Brink, J.H. Franken, H.J.M. Swagten and B. Koopmans; *Electric-field control of domain wall motion in perpendicularly magnetized materials*; Nature Communications, Vol. 3, No. 847 (2012)
 18. D. Chiba, M. Kawaguchi, S. Fukami, N. Ishiwata, K. Shimamura, K. Kobayashi and T. Ono; *Electric-field control of magnetic domain-wall velocity in ultrathin cobalt with perpendicular magnetization*; Nature Communications, Vol. 3, No. 888 (2012)

19. Uwe Bauer, Satoru Emori, Geoffrey S. D. Beach; *Voltage-gated modulation of domain wall creep dynamics in an ultrathin metallic ferromagnet*; Applied Physics Letters, Vol. 101, No. 172403 (2012).
20. Haruka Kakizakai, Kihiro Yamada, Masashi Kawaguchi, Kazutoshi Shimamura, Shunsuke Fukami, Nobuyuki Ishiwata, Daichi Chiba and Teruo Ono; *Direct Observation of Domain Wall Motion in Co/Pt Wire under Gate Electric Field*; Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 52, No. 7R (2013).
21. Na Lei, Thibaut Devolder, Guillaume Agnus, Pascal Aubert, Laurent Daniel, Joo-Von Kim, Weisheng Zhao, Theodossis Trypiniotis, Russell P. Cowburn, Claude Chappert, Dafin  Ravelosona and Philippe Lecoeur; *Strain-controlled magnetic domain wall propagation in hybrid piezoelectric/ ferromagnetic structures*; Nature Communications, Vol. 4, No. 1378 (2013)
22. Naoto Nagaosa, Yoshinori Tokura; *Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions*; Nature Nanotechnology, Vol. 8, pp. 899–911 (2013)
23. Roland Wiesendanger; *Nanoscale magnetic skyrmions in metallic films and multilayers: a new twist for spintronics*; Nature Reviews Materials, Vol. 1, No. 16044 (2016)
24. Albert Fert, Nicolas Reyren and Vincent Cros; *Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications*; Nature Reviews Materials, Vol. 2, No. 17031 (2017)
25. Wanjun Jiang, Gong Chen, Kai Liu, Jiadong Zang, Suzanne G. E. te Velthuis, Axel Hoffmann; *Skyrmions in magnetic multilayers*; Physics Reports, Vol. 704, pp. 1-49 (2017)
26. Wanjun Jiang, Xichao Zhang, Guoqiang Yu, Wei Zhang, Xiao Wang, M. Benjamin Jungfleisch, John E. Pearson, Xuemei Cheng, Olle Heinonen, Kang L. Wang, Yan Zhou, Axel Hoffmann and Suzanne G. E. te Velthuis; *Direct observation of the skyrmion Hall effect*; Nature Physics, Vol. 13, pp. 162-169 (2017)
27. Wang Kang, Yangqi Huang, Xichao Zhang, Yan Zhou, Weisheng Zhao; *Skyrmion-Electronics: An Overview and Outlook*; Proceedings of the IEEE, Vol. 104, pp. 2040-2061 (2016)
28. Sabpreet Bhatti, Rachid Sbiaa, Atsufumi Hirohata, Hideo Ohno, Shunsuke Fukami, S. N. Piramanayagam; *Spintronics based random access memory: a review*; Materials Today, Vol. 20, pp. 530-548 (2017)

29. Xichao Zhang, Motohiko Ezawa and Yan Zhou; *Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions*; Scientific Reports; Vol. 5, No. 9400 (2015)
30. Wang Kang, Yangqi Huang, Chentian Zheng, Weifeng Lv, Na Lei, Youguang Zhang, Xichao Zhang, Yan Zhou and Weisheng Zhao; *Voltage Controlled Magnetic Skyrmion Motion for Racetrack Memory*; Scientific Reports; Vol. 6, No. 23164 (2016)
31. Yangqi Huang, Wang Kang, Xichao Zhang, Yan Zhou and Weisheng Zhao; *Magnetic skyrmion-based synaptic devices*; Nanotechnology, Vol. 28, No. 8 (2017)
32. Junya Shibata, Gen Tatara and Hiroshi Kohno; *A brief review of field- and current-driven domain-wall motion*; Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 44, No. 38 (2011).
33. Seonghoon Woo, Kyung Mee Song, Xichao Zhang, Motohiko Ezawa, Yan Zhou, Xiaoxi Liu, Markus Weigand, Simone Finizio, Jörg Raabe, Min-Chul Park, Ki-Young Lee, Jun Woo Choi, Byoung-Chul Min, Hyun Cheol Koo & Joonyeon Chang; *Deterministic creation and deletion of a single magnetic skyrmion observed by direct time-resolved X-ray microscopy*; Nature Electronics, Vol. 1, pp. 288-296 (2018)
34. Seonghoon Woo, Kyung Mee Song, Xichao Zhang, Yan Zhou, Motohiko Ezawa, Xiaoxi Liu, S. Finizio, J. Raabe, Nyun Jong Lee, Sang-Il Kim, Seung-Young Park, Younghak Kim, Jae-Young Kim, Dongjoon Lee, OukJae Lee, Jun Woo Choi, Byoung-Chul Min, Hyun Cheol Koo and Joonyeon Chang; *Current-driven dynamics and inhibition of the skyrmion Hall effect of ferrimagnetic skyrmions in GdFeCo films*; Nature Communications, Vol. 9, No. 959 (2018)
35. Seonghoon Woo, Kai Litzius, Benjamin Krüger, Mi-Young Im, Lucas Caretta, Kornel Richter, Maxwell Mann, Andrea Krone, Robert M. Reeve, Markus Weigand, Parnika Agrawal, Ivan Lemes, Mohamad-Assaad Mawass, Peter Fischer, Mathias Kläui and Geoffrey S. D. Beach; *Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets*; Nature Materials, Vol. 15, pp. 501–506 (2016)
36. Karin Everschor-Sitte, Matthias Sitte, Thierry Valet, Artem Abanov and Jairo Sinova; *Skyrmion production on demand by homogeneous DC currents*; New Journal of Physics, Vol. 19, No. 092001 (2017)

37. Zhipeng Hou, Qiang Zhang, Guizhou Xu, Chen Gong, Bei Ding, Yue Wang, Hang Li, Enke Liu, Feng Xu, Hongwei Zhang, Yuan Yao, Guangheng Wu, Xi-xiang Zhang and Wenhong Wang; *Creation of Single Chain of Nanoscale Skyrmion Bubbles with Record-High Temperature Stability in a Geometrically Confined Nanostripe*; Nano Letters, Vol. 18, pp. 1274-1279 (2018)
38. Pin-Jui Hsu, André Kubetzka, Aurore Finco, Niklas Romming, Kirsten von Bergmann and Roland Wiesendanger; *Electric-field-driven switching of individual magnetic skyrmions*; Nature Nanotechnology, Vol. 12, pp. 123-126 (2016)
39. Marine Schott, Anne Bernand-Mantel, Laurent Ranno, Stefania Pizzini, Jan Vogel, Hélène Béa, Claire Baraduc, Stéphane Auffret, Gilles Gaudin and Dominique Givord; *The Skyrmion Switch: Turning Magnetic Skyrmion Bubbles on and off with an Electric Field*; Nano Letters, Vol. 17, pp. 3006-3012 (2017)
40. Titiksha Srivastava, Marine Schott, Roméo Juge, Viola Křižáková, Mohamed Belmeguenai, Yves Roussigné, Anne Bernand-Mantel, Laurent Ranno, Stefania Pizzini, Salim-Mourad Chérif, Andrey Stashkevich, Stéphane Auffret, Olivier Boulle, Gilles Gaudin, Mairbek Chshiev, Claire Baraduc, and Hélène Béa; *Large-Voltage Tuning of Dzyaloshinskii–Moriya Interactions: A Route toward Dynamic Control of Skyrmion Chirality*; Nano Letters, Vol. 18, pp. 4871-4877 (2018)
41. Ping Huang, Marco Cantoni, Alex Kruchkov, Jayaraman Rajeswari, Arnaud Magrez, Fabrizio Carbone, and Henrik M. Rønnow; *In Situ Electric Field Skyrmion Creation in Magnetoelectric Cu_2OSeO_3* ; Nano Letters, Vol. 18, pp. 5167-5171 (2018)
42. Laichuan Shen, Jing Xia, Guoping Zhao, Xichao Zhang, Motohiko Ezawa, Oleg A. Tretiakov, Xiaoxi Liu, and Yan Zhou; *Dynamics of the antiferromagnetic skyrmion induced by a magnetic anisotropy gradient*; Physical Review B; Vol. 98, No. 134448 (2018)
43. Y. Nakatani, M. Hayashi, S. Kanai, S. Fukami, H. Ohno; *Electric field control of Skyrmions in magnetic nanodisks*; Applied Physics Letters, Vol. 108, 152403 (2016)
44. Yuki Tanaka, Takamasa Hirai, Tomohiro Koyama and Daichi Chiba; *Electric-field-induced magnetic domain writing in a Co wire*; Applied Physics Express, Vol. 11, No. 5 (2018)

45. Keisuke Yamada, Keisuke Kubota and Yoshinobu Nakatani; *Magnetic domain wall motion in anti-ferromagnetic nanowires induced by sloped electric field*; Applied Physics Express, Vol. 11, No. 11 (2018)
46. Haiyan Xia; Chengkun Song; Chendong Jin; Jinshuai Wang; Jianbo Wang; Qingfang Liu; *Skyrmion motion driven by the gradient of voltage-controlled magnetic anisotropy*; Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 458, pp. 57-61 (2018)
47. H. Y. Yuan, X. S. Wang, Man-Hong Yung, X. R. Wang; *Wiggling skyrmion propagation under parametric pumping*; Physical Review B; Vol. 99, 014428 (2019)
48. Haruka Kakizakai, Kihito Yamada, Fuyuki Ando, Masashi Kawaguchi, Tomohiro Koyama, Sanghoon Kim, Takahiro Moriyama, Daichi Chiba and Teruo Ono; *Influence of sloped electric field on magnetic-field-induced domain wall creep in a perpendicularly magnetized Co wire*; Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 56, No. 5 (2017)
49. Gong Chen, Tianping Ma, Alpha T. N'Diaye, Heeyoung Kwon, Changyeon Won, Yizheng Wu & Andreas K. Schmid; *Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering*; Nature Communications; Vol. 4, 2671 (2013)
50. Hongxin Yang, Olivier Boulle, Vincent Cros, Albert Fert and Mairbek Chshiev; *Controlling Dzyaloshinskii-Moriya Interaction via Chirality Dependent Atomic-Layer Stacking, Insulator Capping and Electric Field*; Scientific Reports, Vol. 8, 12356 (2018)
51. M. J. Donahue, D. G. Porter; *OOMMF User's Guide, Version 1.0*; Interagency Report NO. NISTIR 6376; National Institute of Standards and Technology: Gaithersburg, MD, 1999; <http://math.nist.gov/oommf> (accessed Jan 1, 2011)
52. Soong-Geun Je, Duck-Ho Kim, Sang-Cheol Yoo, Byoung-Chul Min, Kyung-Jin Lee, and Sug-Bong Choe; *Asymmetric magnetic domain-wall motion by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction*; Physical Review B, Vol. 88, 214401 (2013)
53. A. Hrabec, N. A. Porter, A. Wells, M. J. Benitez, G. Burnell, S. McVitie, D. McGrouther, T. A. Moore, and C. H. Marrows; *Measuring and tailoring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized thin films*; Physical Review B, Vol. 90, 020402 (2014)

54. A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat and Y. Suzuki; *Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires*; Europhysics Letters, Vol. 69, No. 6 (2005)
55. S. Jaiswal, K. Litzius, I. Lemesh, F. Büttner, S. Finizio, J. Raabe, M. Weigand, K. Lee, J. Langer, B. Ocker, G. Jakob, G. S. D. Beach and M. Kläui; *Investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction and room temperature skyrmions in W/CoFeB/MgO thin films and microwires*; Applied Physics Letters, Vol. 111, 022409 (2017)
56. R. Soucaille, M. Belmeguenai, J. Torrejon, J.-V. Kim, T. Devolder, Y. Roussigné, S.-M. Chérif, A. A. Stashkevich, M. Hayashi and J.-P. Adam; *Probing the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in CoFeB ultrathin films using domain wall creep and Brillouin light spectroscopy*; Physical Review B, Vol. 94, 104431 (2016)
57. André Thiaville, Stanislas Rohart, Émilie Jué, Vincent Cros and Albert Fert; *Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films*; Europhysics Letters, Vol. 100, No. 5 (2012)
58. T. L. Gilbert; *A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field*; Physical Review, Vol. 100, 1243 (1955)

第 4 章

電界効果磁気トランジスタの作製

第4章 電界効果磁気トランジスタの作製

4.1 はじめに

現在、磁気ランダムアクセスメモリ(MRAM)、磁壁メモリなどのスピントロニクスデバイスが注目されている。スピン電界効果トランジスタデバイスも応用のために提案され、現在世界中で多数のチームによって研究されている。磁壁メモリでは磁区に情報が格納され、閾値以上の電流を印加することによって磁壁が駆動させることができる。しかし、これまでの研究では磁壁駆動はほとんど電流密度のみによって制御されていた。ここでは、ゲート電圧 V_G を印加することで、磁壁駆動方法に大きな変化をもたらすことを実験的に実証する。正のゲート電圧 V_G を印加することで、磁壁駆動用の閾値電流密度を 10%以上減少させることを示す。適切な駆動電流を流し、ゲート電圧 V_G のオンまたはオフを切り替えることで磁壁駆動を実現する。本章の結果は、より高速な動作速度と低消費電力の高性能磁壁ベースやスキルミオンベースのトランジスタデバイスの設計に有望である。

4.2 磁気トランジスタ

磁壁レーストラックメモリ^[1-14]や磁壁論理デバイス^[15, 16]などの磁壁電流駆動に基づくスピントロニクスデバイスは、学术界と産業界の双方から大きな関心を集めている。レーストラックメモリにはハードディスクドライブ(HDD)のような機械部品がないため、ハードディスクドライブを上回る高記録密度かつ低消費電力の可能性を示している^[1, 14]。レーストラックメモリでは、外部磁界または電流を印加することによって情報が書き込まれ、磁壁を磁気トンネルジャンクションのようなセンサーまでに移動させることによって読み出しできる。磁壁駆動を誘起させるために内部のピンニングを克服しなければならない、したがって外部印加磁界または電流のような外部駆動力源を必要とされる。さらに、素子の集積化を実現するため、磁壁を駆動することには磁場よりも電流印加が最も有望である^[17]。電流誘起磁壁駆動(CIDW: Current-Induced Domain Wall)

の場合、電流を印加しスピントランスファートルクを作用させ磁壁を駆動するためには閾値電流密度 J_{th} が必要である。磁壁デバイスでは J_{th} の大きさがピンニングに依存する。そのピンニングを大きく分類すると、使用される材料の内部要因による材料固有のピンニングと欠陥またはエッジ損傷によって誘発される外部要因のピンニングに分類することができる^{6, 18-21}。 J_{th} の減少は磁壁移動速度の増加と消費電力の低減に有用である。したがって、磁壁の駆動は興味深い研究課題である。

最近、材料の磁気異方性を変化させるため、試料にゲート電圧印加が提案された^[4, 23-27]。この現象は磁壁駆動^[28-33]及びスキルミオン駆動^[34, 35]を制御するために使用することができる。よって、磁気メモリデバイスにおけるエネルギー消費の低減と磁壁移動速度の増加に電界効果が注目されている^[29, 31, 33, 36-39]。**Pt/Co/Oxide**^[38, 40]、**Ta/Co-Fe-B/Oxide**^[21, 41]などの垂直磁気異方性を有する材料における電界効果磁壁移動の研究がいくつか報告されている。ゲート電圧印加時の磁壁移動速度に顕著な変化が見られ、試料には比較的到低速のクリープ移動領域と外部磁界印加時の高速移動領域を有することが実証された^[41, 42]。**Schellekens** ら^[32]による Co または Co-B 細線では、1 桁以上の移動速度変化が実証された ($0.4 \sim 4 \mu\text{m/s}$)。**Lin** らによる **Ta/Co-Fe-B/Mg-O** の磁気デバイスでは、 $0.4 \sim 40 \mu\text{m/s}$ の速度変化を示した^[41]。ピンニングから磁区が移動する外部磁界は、ゲート電圧に比例して減少することが示されている。しかし、これらの研究はゲート電圧印加時に外部磁場によって磁壁駆動される時に行われた。実用時に磁壁駆動するために電流を用いることが好ましいが、しかしゲート電圧の印加時における磁壁電流駆動は十分に調べられていない^[43]。本研究では、垂直磁気異方性を有する **Co-Ni / Pt** 多層膜のスピントルク誘起磁壁移動に及ぼすゲート電圧の影響を研究した。本実験は、ゲート電圧 V_G を印加することで磁壁移動速度 v を高め、閾値電流密度 J_{th} を減少させることを示す。また、本実験はゲート電圧の印加によって保磁力 H_C が低下し、臨界ピンニング磁界を減少させることも見出している。

4.3 レーストラックの最適化と磁気特性

前章で述べた結果を用いて電界効果磁気トランジスタの開発をするためにレーストラックを作製しなければならない。レーストラックを電界効果磁気トランジスタとして動作するために細線幅の最適化や磁気特性を調べる必要がある。

まず、本実験に用いるレーストラック幅の最適化を試みた。図 4.1 に Pt/ Co-Ni/ Pt/ Co-Ni/ Pt 多層膜のレーストラックを作製し、その観察結果を示す。図 4.1 に示したように、レーストラック幅は $9\text{ }\mu\text{m}$ を超えると直線的な磁壁を得られなくなる傾向がある。また、図 4.2 に試料の各レーストラック幅の試料において垂直方向のヒステリシスループを示す。測定結果から全てのレーストラックに約 $2.1\sim 2.4\text{ mT}$ の保磁力 H_c を有し、明らかに優れた垂直磁気異方性を観察できる。図 4.3 にレーストラック幅と保磁力の依存性を示す。この結果からレーストラック幅が減少すると保磁力が増加する傾向がわかる。これらの結果を用いて、本実験は界効果磁気トランジスタを開発するために直線的な磁壁、保磁力が約 2.2 mT 、かつ優れた垂直磁気異方性を有する細線幅が $5\text{ }\mu\text{m}$ のレーストラックを用いた。

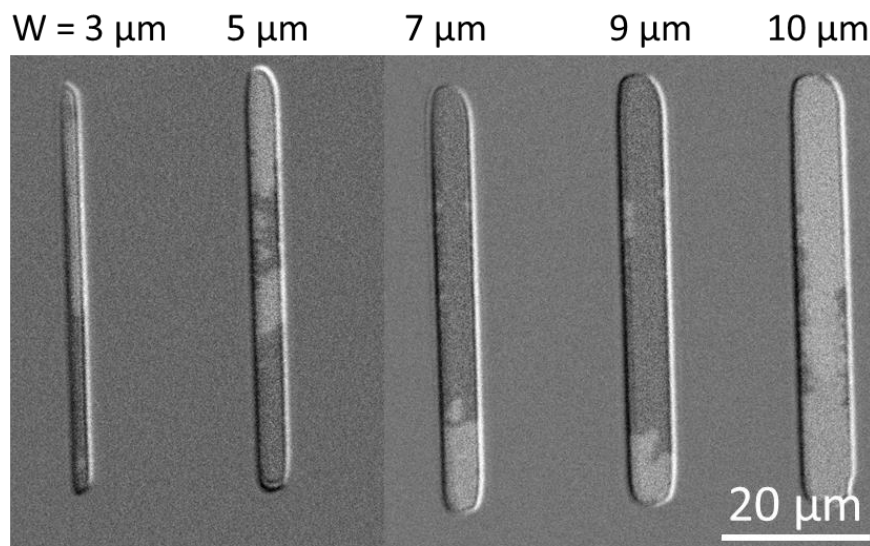


図 4.1 磁界のみを印加した場合に異なるレーストラック幅において磁壁移動の様子

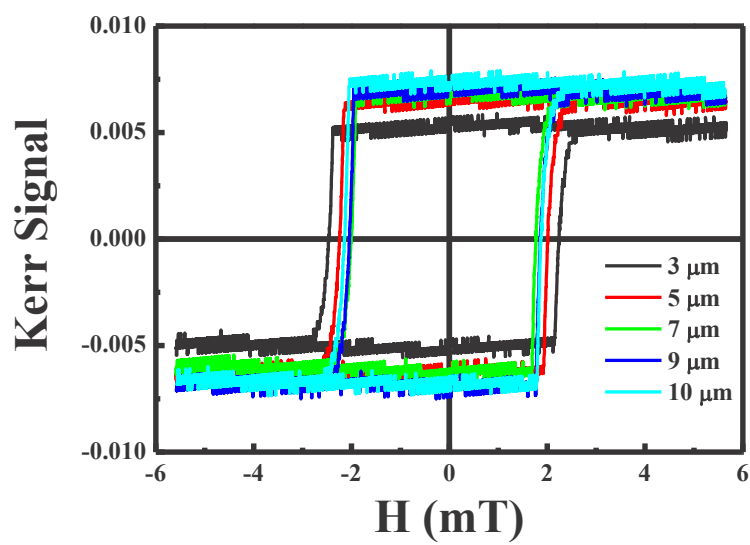


図 4.2 ゲート電圧 $V_G = 0$ V において異なるレーストラック幅のヒステリシスループ

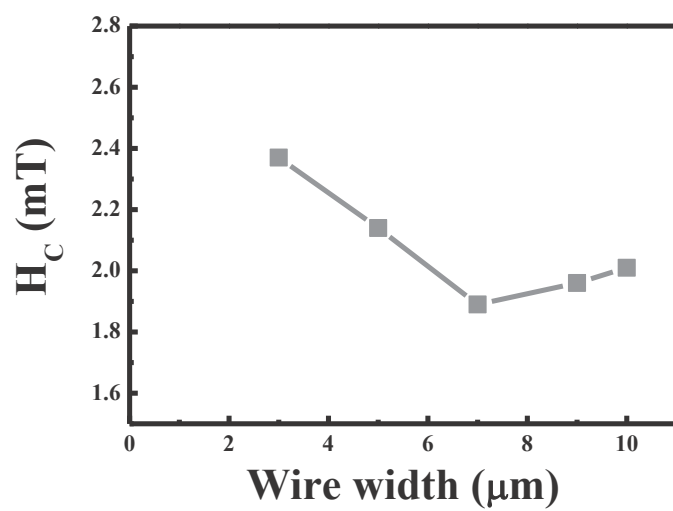


図 4.3 ゲート電圧 $V_G = 0$ V においてレーストラック幅と保磁力の依存性

4.4 電界効果磁気トランジスタの作製

前節で最適化を行ったレーストラックを用いて電界効果磁気トランジスタの開発を目指した。電界効果磁気トランジスタを開発するために、まず電界効果磁気トランジスタの構造を考案した。そして、レーストラックにゲート電圧印加時にレーストラック各部分の磁気特性、そして磁壁の動作結果を測定する必要がある。これらの結果を用いて電界効果磁気トランジスタの動作原理を理解し開発を試みた。

図 4.4(a)に実験に用いた Pt/ Co-Ni/ Pt/ Co-Ni/ Pt 多層膜試料の垂直方向と面内方向の試料振動型磁力計によるヒステリシスループ測定結果を示す。図 4.4 (a)から、試料に約 500 mT の異方性磁界 H_K を有することが確認できる。また、(a)の挿入図には実験で用いた試料が約 8.5 mT の保磁力 H_c を有することを確認できる。これらの測定結果から実験で用いた試料は明らかに優れた垂直磁気異方性を有することが確認できる。図 4.4 (b)および図 4.4 (c)に、この実験で用いたレーストラックの断面図および概略図を示す。作製したレーストラックのサイズは $5\text{ }\mu\text{m} \times 25\text{ }\mu\text{m}$ である。レーストラック素子は $100\text{ }\mu\text{m} \times 200\text{ }\mu\text{m}$ の電極上部中央において前章で述べたフォトリソグラフィ法とステンシルグラフィ法を用いて作製した。実験では電流パルスを左右 2 つの電極を介してレーストラックに印加した。そして、ITO を電界印加電極、 SiO_2 を絶縁層として堆積させることでゲート電圧の印加を試みた。また、本実験はレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いて、細線部の磁気特性測定を行った。レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡による磁気特性の測定に用いたレーザーの波長は $\lambda = 532\text{ nm}$ 、レーザースポット直径を 400 nm に合わせた。また、磁気光学カー効果顕微鏡を用いて磁区構造を検出し、素子内部の磁壁移動を連続的に観察した。図 4.4 (d)に示すように、ポラー磁気光学カー効果顕微鏡を使用して磁区構造を観察し、そしてデバイス上の磁壁の駆動を観察した。磁区速度を測定するために、電流パルスを印加する直前からポラー磁気光学カー効果顕微鏡を用いて画像を連続的に撮影した。電流パルスを印加する前の観察結果を図 4.4 (d1)に示す。本実験は試料内部で印加電流によってジュール加熱の発生を回避するために連続電流ではなくパルス電流を印加した。よって、電流密度を $3.3 \times 10^{11}\text{ A/m}^2$ 、および持続時間が $1 \times 10^{-6}\text{ s}$ の方形波電流パルスを試料に印加した。 $1 \times 10^{-6}\text{ s}$ の方形波電流パルスを試料に印加したあとに観察された結果を図 4.4 (d2)に示す。これらの手順で同じ電流パルスを 10 回繰り返して試料に印加した。磁壁

駆動速度はこのような方法を用いて平均磁壁移動距離（ ΔD ）と電流パルス幅（ 1×10^{-6} s）から算出した。式は以下のように与えられる。

$$v = \frac{\Delta D}{1 \times 10^{-6}} \quad (4.1)$$

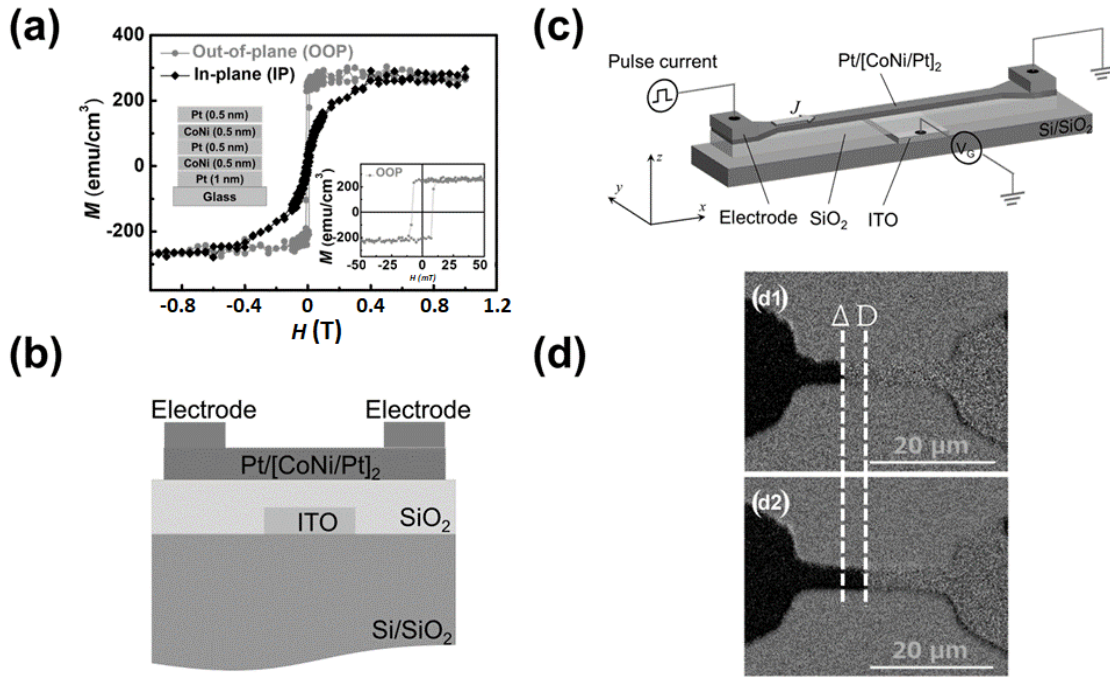


図 4.4 5層膜試料の磁気特性、素子構造と磁区構造の観察結果 (a)に Pt/CoNi/Pt/CoNi/Pt多層膜試料のヒステリシスループ、挿入図に垂直方向の磁気特性、(b) 実験で用いた試料の断面模式図、(c) 素子の概略図、(d) ポーラー光学カー効果顕微鏡による磁区構造及び磁壁移動の観察結果

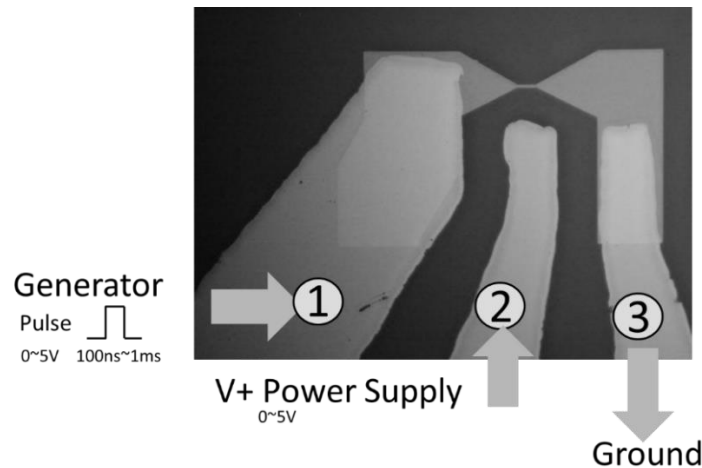


図 4.5 試料の光学顕微鏡による観察結果

図 4.5 に実際にフォトリソグラフィ法とステンシルグラフィ法を用いて作製した試料の光学顕微鏡による観察画像を示す。観察画像内の各電極は左からそれぞれ電流印加用電極、ゲート電圧印加用電極、グラウンド電極を示す。

まず、フォトリソグラフィ法とステンシルグラフィ法を用いて作製したレーストラック素子を用いてゲート電圧印加時の磁気特性を測定する必要がある。図 4.6 には各ゲート電圧印加時において磁気特性の測定結果及びゲート電圧 V_G と保磁力 H_C の依存性を示す。(a)は各ゲート電圧 V_G 印加時においてレーストラック試料の垂直方向のヒステリシスループを示す。これらは異なるゲート電圧 V_G を印加した時に垂直方向外部印加磁界のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いて測定した。ゲート電圧 V_G の増加に伴い保磁力 H_C が減少することがわかる。また、ヒステリシスループの角型比がほぼ 1 のループ ($V_G = 0 \text{ V}$) から $V_G = 8.5 \text{ V}$ 印加時の傾斜されたループまで測定を行った。ゲート電圧 V_G を印加することで垂直磁気異方性が減少することを示す。図 4.6 (b) にゲート電圧 V_G と保磁力 H_C の依存性を示す。この結果からゲート電圧の増加に伴い細線の保磁力が減少することを示している。これらの結果は前章で示したゲート電圧 V_G 印加時に保磁力が減少する結果と一致するのが分かる。

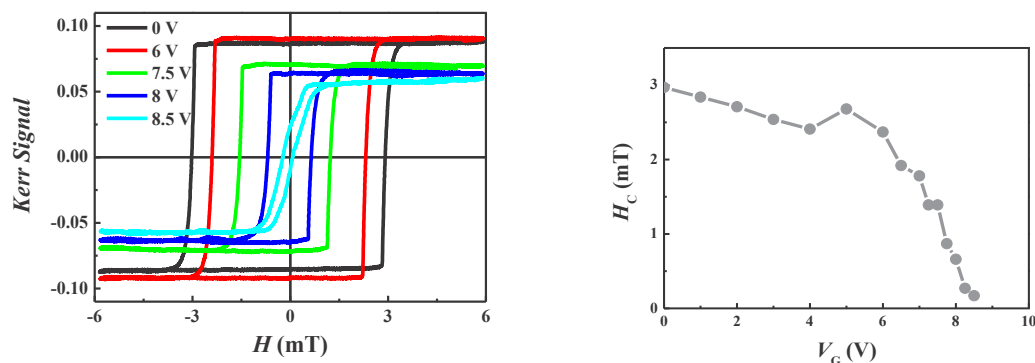


図 4.6 各ゲート電圧 V_G 印加時のヒステリシスループ及びゲート電圧 V_G と保磁力 H_C の依存性 (a) 各ゲート電圧 V_G 印加時において細線の垂直方向磁気特性、(b)ゲート電圧 V_G と保磁力 H_C の依存性

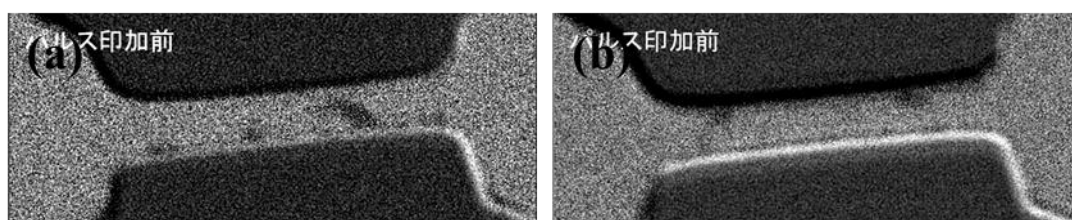


図 4.7 電流パルスを印加前後の磁区の観察結果 (a)電流パルスを印加前の観察結果、(b)電流パルス印加後の観察結果

前節で報告したように、本実験の素子の脱ピンニング磁界と脱ピンニング位置を明瞭に解明しなければならない[24, 31, 40-42]。本実験はレーストラックに外部磁界を用いて磁壁を導入し、パルス電流による磁壁駆動を確認した。図 4.7 にパルス電流のみ印加によって磁区が移動される前後の観察結果を示す。この結果から作製した試料の中で電流によって磁壁の駆動を確認できる。

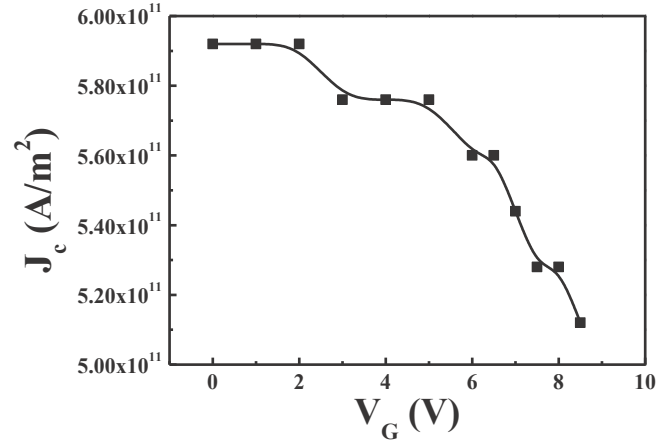


図 4.8 印加ゲート電圧 V_G と臨界電流密度 J_{TH} の依存性

次に、ゲート電圧 V_G と電流同時印加時による磁壁駆動を調べた。図 4.8 にゲート電圧 V_G と臨界電流密度 J_{th} の依存性を示す。この結果からゲート電圧 V_G が増加すると臨界電流密度 J_{th} が減少することが分かる。

電流密度 J の様々な値に対して外部印加磁界 H と磁壁移動速度 v の依存性についても測定した。本実験の実験装置では明るいカーコントラストで磁区が拡大または磁壁移動する領域をスピントラップ磁区領域とし、そして暗いカーコントラストをスピントラップ磁区領域に調整した。磁壁の移動を連続的に撮影することによって磁壁移動を算出した。これらの実験で印加した電流密度 J は閾値電流密度 J_{th} よりもはるかに小さいことに注目したい。図 4.9(a) と (c) には $V_G = 0$ V 及び $V_G = 8.5$ V における磁壁移動速度 v と外部印加磁界の依存性を示す。ゲート電圧 V_G が 0 V の時に外部磁界による磁壁移動に必要な外部磁界は 1.7 mT 以上必要に対して、ゲート電圧 V_G が 8.5 V 印加時に磁壁移動開始に必要な外部磁界は 1.1 mT まで低減した。電流密度 J がプラス、ゼロとマイナスのすべての場合において磁壁移動速度が外部磁界 H とともに増加することが分かる。この結果は式 4.2 とよく一致する。また、スピントラップトルクが常に磁壁を電流の反対方向に駆動させる傾向があることはよく知られている。よって、磁壁を導入後 $J = +0.8 \times 10^{10}$ A / m² を素子に印加することによって磁壁の移動が妨げられ、移動速度が低下する。一方、 $J = -0.8 \times 10^{10}$ A / m² を印加することにより磁壁の移動が容易になり、移動速度が増加することを意味する。よって、磁壁移動速度は電流印加方向によって変化を示す。図 4.9(b) $V_G = 0$ V および(d)

$V_G = 8.5 \text{ V}$ のゲート電圧 V_G 印加時に磁壁クリープ移動領域内におけるピンニング強度 $\ln(v)$ と $\mu_0 H$ の依存性を示す。脱ピンニング強度を理解することによって印加電流密度の低減に有用である。また、これらの計算結果は式 4.3 の $\ln(v)$ によく一致する。以下のようなクリープ則の式から低外部印加磁界下における磁壁移動速度の式の中から $\ln(v)$ を導き出した。

$$v = v_0 \exp\left[-\frac{U_c}{k_B T} \left(\frac{H_{dep}}{H}\right)^{1/4}\right] \quad (4.2)$$

$$\ln(v) = \ln(v_0) + \left[-\frac{U_c}{k_B T} \left(H_{dep}\right)^{1/4}\right] H^{-1/4} \quad (4.3)$$

ここで v_0 は磁壁の横方向の長さに関する速度係数、 U_c は移動障害誘起ピンニングに関連する特性エネルギー、 k_B はボルツマン定数、 T は温度、 H_{dep} はクリープ領域において脱ピンニング磁界である [44]。指数の $1/4$ はデータを式にフィットさせるために理論的および実験的によって導き出した [24, 41]。

クリープ領域では $\ln(v)^4$ を $H^{1/4}$ にフィットすることによって

$$U_c (H_{dep})^{1/4} / (k_B T) \quad (4.4)$$

の値を算出することが可能である。

$$\mu_0 H_{depeff} = \left(\frac{U_c}{k_B T}\right)^4 \mu_0 H_{dep} \quad (4.5)$$

また、上の式を用いて求めた勾配はピンニングの強度を示す。このようにフィッティング式から得られた勾配は-4.93 であり、電流密度 $J = 0.8 \times 10^{10} \text{ A / m}^2$ を印加したときの最小値である。電流密度を $J = +0.8 \times 10^{10} \text{ A / m}^2$ まで増加させると勾配は-4.41 に減少し、外部印加磁界およびスピンの流れは磁壁移動方向に反対の力を及ぼすことを示す。ゲート電圧 $V_G = 8.5 \text{ V}$ についても同様の結果が得られ、電流密度 J を $-0.8 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ から $+0.8 \times 10^{10} \text{ A / m}^2$ まで増加したとき、勾配は-4.24 から-4.02 に増加した。これらの結果は、プラスのゲート電圧印加を用いて有効に脱ピンニング磁界を減少させることができる。また、磁壁移動速

度に大きな変化をもたらし、これはより大きい磁壁移動速度をもたらすことを示している。

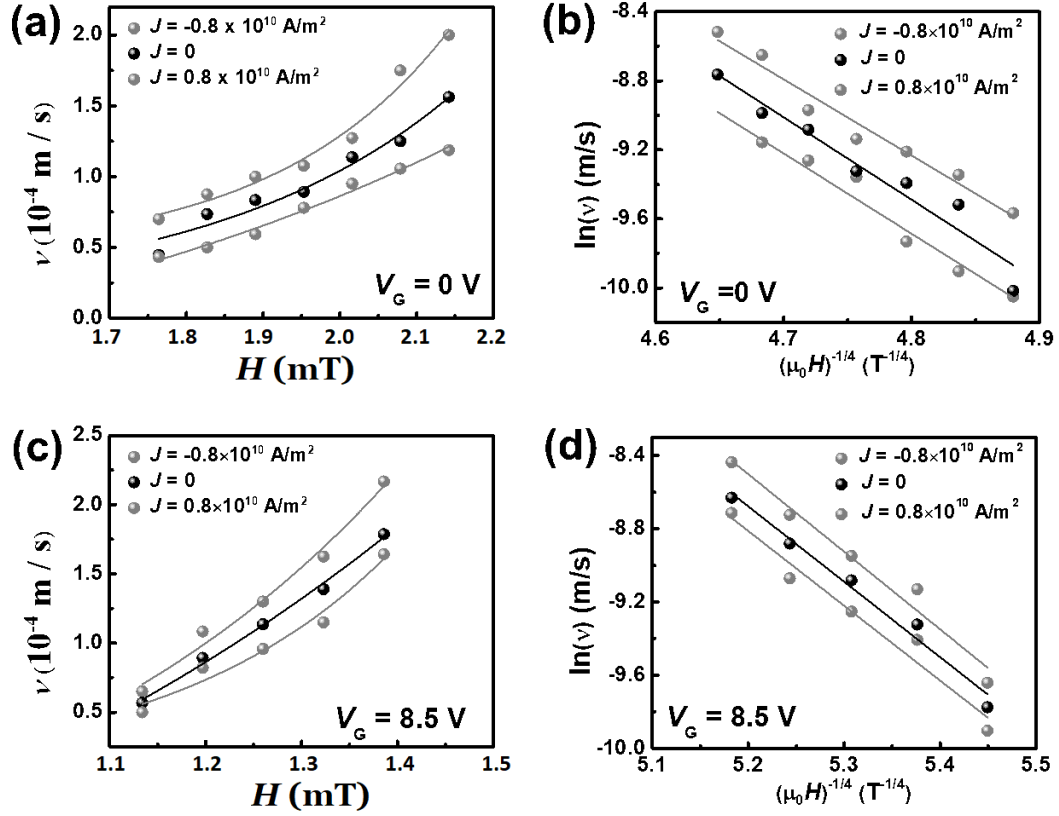


図 4.9 印加磁界と磁壁移動速度の依存性と磁壁クリープ移動領域内におけるピンニング強度 $\ln(v)$ と $\mu_0 H$ の依存性 (a) 0 Vおよび(c) 8.5 Vのゲート電圧 V_G 印加時に対する印加磁界と磁壁移動速度の依存性、(b) 0 Vおよび(d) 8.5 Vのゲート電圧 V_G 印加時に磁壁クリープ移動領域内におけるピンニング強度 $\ln(v)$ と $\mu_0 H$ の依存性

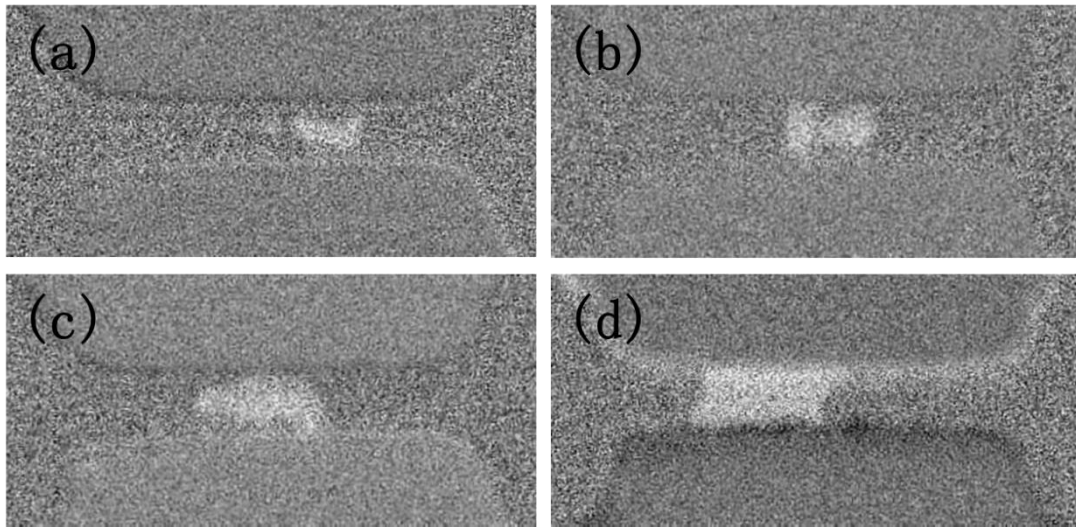


図 4.10 異なる電流密度印加時の磁壁駆動の観察結果 (a)には電流密度 $J=7.52 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 、(b) には電流密度 $J=7.68 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 、(c) には電流密度 $J=7.84 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 、(d) には電流密度 $J=8.0 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ を印加場合の観察結果

図 4.10 にゲート電圧 V_G を印加せず各印加電流密度 J に対して磁壁移動速度の測定結果を示す。印加した電流パルスは 100 ns の方形波である。(a)には電流密度 $J=7.52 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ を印加したときに磁壁の移動速度は約 42 m/s である。(b) には電流密度 $J=7.68 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ を印加したときに磁壁の移動速度は約 58 m/s である。(c) には電流密度 $J=7.84 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ を印加したときに磁壁の移動速度は約 72 m/s である。(d) には電流密度 $J=8.0 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ を印加したときに磁壁の移動速度は約 83 m/s である。

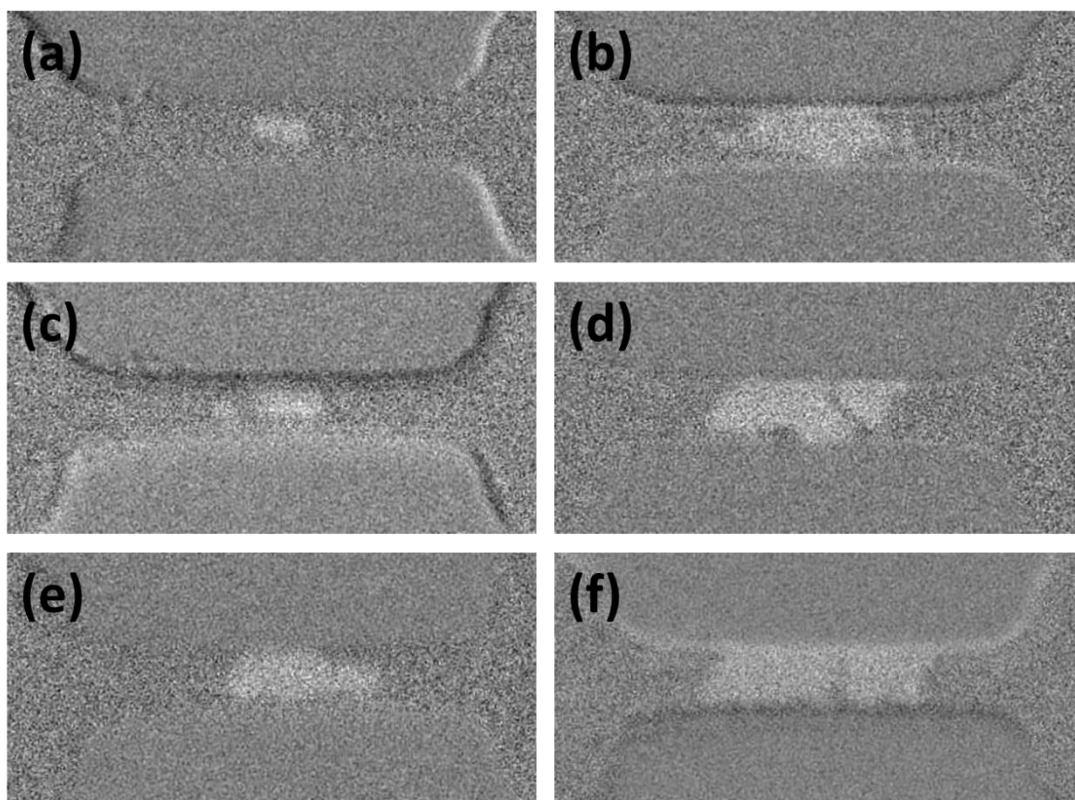


図 4.11 ゲート電圧 $V_G = 8.5$ V 印加時に異なる電流密度印加時の磁壁駆動の観察結果 (a) $J = 7.2 \times 10^{11}$ A/m²、(b) $J = 7.36 \times 10^{11}$ A/m²、(c) $J = 7.52 \times 10^{11}$ A/m²、(d) $J = 7.68 \times 10^{11}$ A/m²、(e) $J = 7.84 \times 10^{11}$ A/m²、(f) $J = 8.0 \times 10^{11}$ A/m² 印加時の観察結果

図 4.11 にゲート電圧 $V_G = 8.5$ V 時の各印加電流密度 J に対して磁壁移動速度の測定結果を示す。(a)には電流密度 $J = 7.2 \times 10^{11}$ A/m² を印加したときに磁壁の移動速度は約 35 m/s である。(b) には電流密度 $J = 7.36 \times 10^{11}$ A/m² を印加したときに磁壁の移動速度は約 56 m/s である。(c) には電流密度 $J = 7.52 \times 10^{11}$ A/m² を印加したときに磁壁の移動速度は約 88 m/s である。(d) には電流密度 $J = 7.68 \times 10^{11}$ A/m² を印加したときに磁壁の移動速度は約 104 m/s である。(e) には電流密度 $J = 7.84 \times 10^{11}$ A/m² を印加したときに磁壁の移動速度は約 119 m/s である。(f) には電流密度 $J = 8.0 \times 10^{11}$ A/m² を印加したときに磁壁の移動速度は約 144 m/s である。また、これらの測定結果からゲート電圧 V_G を印加するときに細線の中央部においての移動速度が左右の移動速度より遅いのが観察できるが、原因はレーストラックの各部分の磁気特性が異なると考えられる。

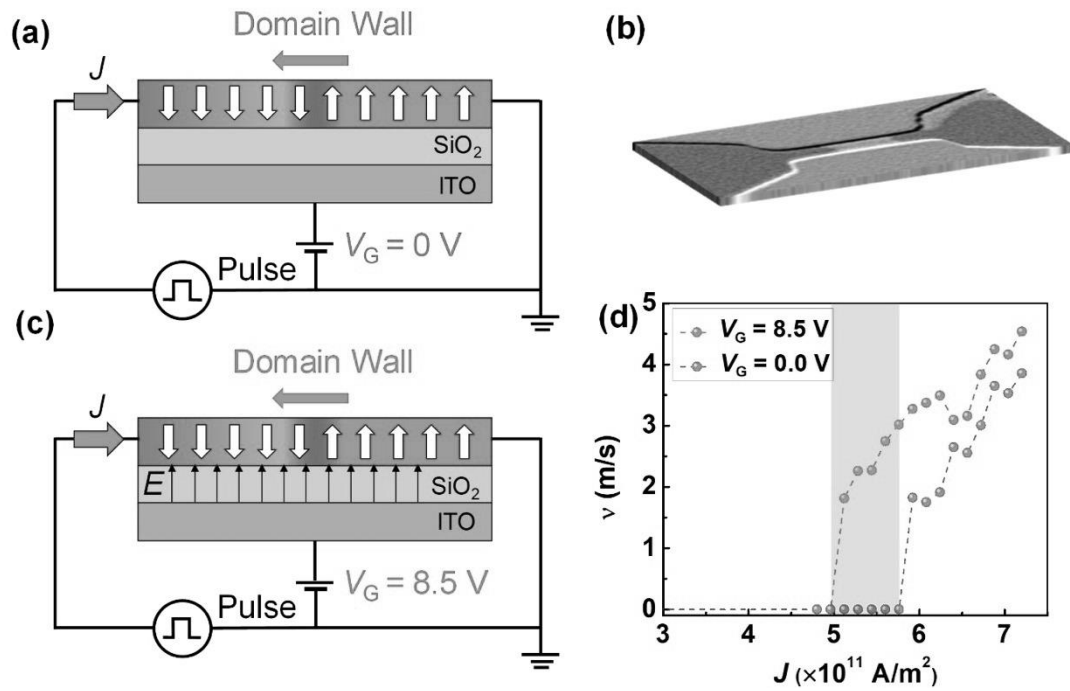


図 4.12 デバイス外略図及び磁壁速度の測定結果 (a)と(c)はゲート電圧 V_G がそれぞれ0 Vと8.5 V印加時に磁壁移動速度測定の大略図、(b)ゲート電圧 V_G 印加前後の磁区構造、(d)実験的に得た磁壁移動速度 v と電流密度 J の依存性

次に、本実験は外部磁場を印加せず、電流を印加した場合の磁壁移動速度を調べた。図 4.12 にゲート電圧 $V_G = 0$ V または 8.5 V の場合に様々な値の電流密度 J に対する磁壁移動の模式図と測定結果及び磁壁移動速度 v の結果を示す。(a)と(c)にゲート電圧 $V_G = 0$ V または 8.5 V 印加した場合の磁壁移動の模式図を示す。(b)にゲート電圧 V_G を印加前後の磁壁観察結果を示す。(d)からゲート電圧 V_G を印加した時の磁壁移動速度がわかる。但し、図に示した測定結果はゲート電圧 V_G を印加した時にレーストラック中央部における磁壁移動速度の測定結果を示す。本実験は電流密度 J の増加に伴い磁壁移動速度が増加することが分かる。また、測定結果からゲート電圧 $V_G = 0$ V 時の臨界電流密度 J_{th} は約 6.0×10^{11} A/m² に対して、ゲート電圧 $V_G = 8.5$ V 時の臨界電流密度 J_{th} は約 5.0×10^{11} A/m² まで低減が出来たことがわかる。

この結果によって、ゲート電圧 V_G 印加の場合は低い臨界電流密度 J_{th} で磁壁が駆動開始する事が分かる。興味深いことに、図 4.10 (d)のグレーボックス領域に示した電流密度 J が約 $5.4 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ の場合にゲート電圧印加時または印加しないことによって磁壁を移動または停止させることができる。

これらの結果はこのような素子が磁壁トランジスタとして機能することを示唆している。また、別の視点ではゲート電圧 V_G を印加することで磁壁駆動を誘起する閾値電流密度 J_{th} の低減ができ、磁壁駆動の電力消費を低減することが期待できる。

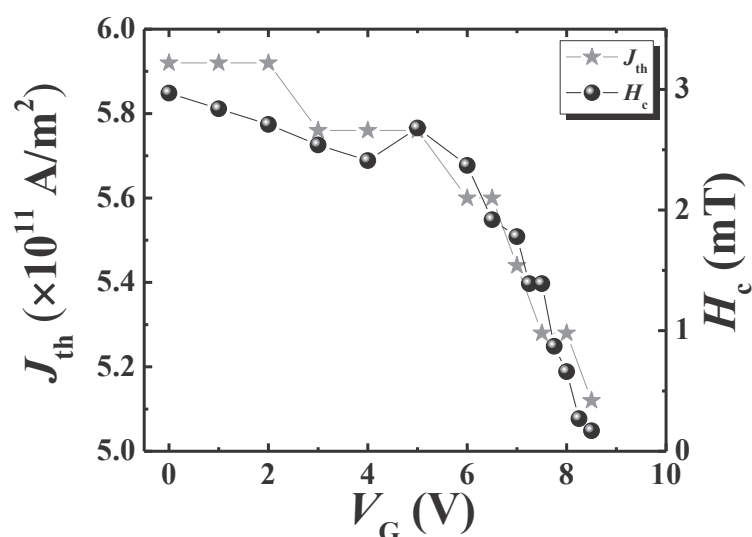


図 4.13 ゲート電圧 V_G と保磁力 H_c 及び閾値電流密度 J_{th} の依存性

このような効果を理解するために、本実験は様々なゲート電圧 V_G に対して磁壁駆動に必要な閾値電流密度 J_{th} を測定した。図 4.13 に細線に印加したゲート電圧 V_G と保磁力 H_c または閾値電流密度 J_{th} の依存性を示す。この結果から閾値電流密度 J_{th} と保磁力 H_c の間に強い関連性があることに気づいた。電界印加による異方性の減少はよく報告されている現象である^[23, 24, 30, 39, 45]。スピン流による磁壁移動が磁性材料の磁気異方性定数に関係し、保磁力は磁性材料の磁気異方性定数に関係する値である。したがって、これらの実験結果から印加ゲート電圧誘起の磁気異方性の低下は磁壁移動速度 v の増加および閾値電流密度 J_{th} の低下の要因であると考えられる。

磁壁駆動を理解するために本実験は磁気カー効果顕微鏡を利用したが、実際の素子作製時に図 4.14 に示した模式図のように作成することが可能である。この場合、トランジスタの上にソース電極とゲイン電極を置き、磁気トンネル Junction を作製する^[46-50]。これらソース電極とゲイン電極の出力電圧を用いて、ゲートを通る磁壁の動きを検知することができる。本章の研究で示されている結果はこのようなデバイスに有用であることを示唆する。

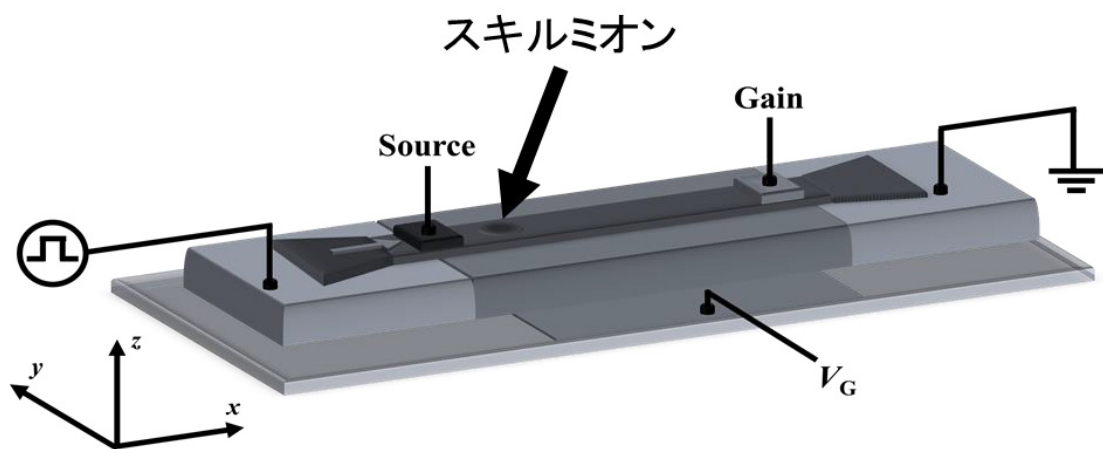


図 4.14 電界効果磁壁トランジスタ及び磁気スキルミオントランジスタの概略図

本研究では、ゲート電圧を印加することが Co-Ni / Pt 多層膜の垂直磁気異方性を減少させることを示した。この現象は磁壁駆動に必要な閾値電流密度 J_{th} を減少させるのに有用であることを示した。閾値電流密度 J_{th} の減少はゲート電圧 V_G によるピンニング磁界の低下によって理解することができる。また、磁壁移動にゲート電圧 V_G のオン及びオフ状態の切り替えを使用すると磁壁トランジスタへの可能性も示した。

4.5 参考文献

1. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas; *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*; Science, Vol. 320(5873), pp. 190-194 (2008)
2. R. Sbiaa and S. N. Piramanayagam; *Recent Developments in Spin Transfer Torque MRAM*; Physica Status Solidi RRL, Vol. 11, 1700163 (2017)
3. B. Behin-Aein, D. Datta, S. Salahuddin, and S. Datta; *Proposal for an all-spin logic device with built-in memory*; Nature Nanotechnol, Vol. 5, pp. 266-270 (2010)
4. W. Wang, M. Li, S. Hageman, and C. L. Chien; *Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions*; Nature Materials, Vol. 11, pp. 64-68 (2012).
5. H. Ohno; *A window on the future of spintronics*; Nature Materials, Vol. 9, pp. 952-954 (2010).
6. S. Emori, U. Bauer, S. M. Ahn, E. Martinez, and G. S. Beach; *Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls*; Nature Materials, Vol. 12, pp. 611-616 (2013).
7. J. S. Meena, S. M. Sze, U. Chand, and T. Y. Tseng; *Overview of emerging nonvolatile memory technologies*; Nanoscale Research Letters; Vol. 9, 526 (2014).
8. O. Boulle, G. Malinowski, and M. Klaui; *Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements*; Materials Science and Engineering: R: Reports, Vol. 72(9), pp. 159-187 (2011).
9. S. Bhatti, R. Sbiaa, A. Hirohata, H. Ohno, S. Fukami, and S. N. Piramanayagam; *Spintronics based random access memory: a review*; Materials Today, Vol. 20, pp. 530-548 (2017).
10. R. L. Stamps, S. Breitkreutz, J. Akerman, A. V. Chumak, Y. Otani, G. E. W. Bauer, J. U. Thiele, M. Bowen, S. A. Majetich, M. Klaui, I. L. Prejbeanu, B. Dieny, N. M. Dempsey, and B. Hillebrands; *The 2014 Magnetism Roadmap*; Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 47, 333001 (2014).
11. J. Shibata, G. Tatara, and H. Kohno; *A brief review of field- and current-driven domain-wall motion*; Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 44, 384004 (2011).

12. D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov, C. H. Marrows, E. E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands, A. D. Kent, T. Jungwirth, O. Gutfleisch, C. G. Kim, and A. Berger; *The 2017 Magnetism Roadmap*; Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 50, 363001 (2017).
13. A. Pramanick, A. D. Prewitt, J. S. Forrester, and J. L. Jones; *Domains, Domain Walls and Defects in Perovskite Ferroelectric Oxides: A Review of Present Understanding and Recent Contributions*; Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences, Vol. 37(4), pp. 243-275 (2012).
14. W. S. Zhao, Y. Zhang, H. P. Trinh, J. O. Klein, C. Chappert, R. Mantovan, A. Lamperti, R. P. Cowburn, T. Trypiniotis, M. Klaui, J. Heinen, B. Ocker, and D. Ravelosona; *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory for high density and fast data Storage* (IEEE, 2012).
15. A. Makarov, T. Windbacher, V. Sverdlov, and S. Selberherr; *CMOS-compatible spintronic devices: a review*; Semiconductor Science and Technology, Vol. 31(11), 113006 (2016).
16. D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson D. Petit, and R. P. Cowburn; *Magnetic Domain-Wall Logic*; Science, Vol. 309, pp. 1688-1692 (2005).
17. K. J. Kim, Y. Yoshimura, and T. Ono; *Current-driven magnetic domain wall motion and its real-time detection*; Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 56, No. 8, 0802A4 (2017).
18. S. Fukami and H. Ohno; *Magnetization switching schemes for nanoscale three-terminal spintronics devices*; Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 56, No. 8, 0802A1 (2017).
19. M. Hayashi, L. Thomas, Y. B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, and S. S. Parkin; *Influence of Current on Field-Driven Domain Wall Motion in Permalloy Nanowires from Time Resolved Measurements of Anisotropic Magnetoresistance*; Physical Review Letters, Vol. 96, 197207 (2006).
20. M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, and S. S. P. Parkin; *Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires*; Nature Physics, Vol. 3, pp. 21-25 (2007).
21. J. He, Z. Li, and S. Zhang; *Current-driven domain-wall depinning*; Journal of Applied Physics, Vol. 98, 016108 (2005).

22. F. Matsukura, Y. Tokura, and H. Ohno; *Control of magnetism by electric fields*; Nature Nanotechnology, Vol. 10, pp. 209-220 (2015).
23. S. Kanai, M. Yamanouchi, S. Ikeda, Y. Nakatani, F. Matsukura, and H. Ohno; *Electric field-induced magnetization reversal in a perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction*; Applied Physics Letters, Vol. 101, 122403 (2012).
24. K. Kita, D. W. Abraham, M. J. Gajek, and D. C. Worledge; *Electric-field-control of magnetic anisotropy of $\text{Co}_{0.6}\text{Fe}_{0.2}\text{B}_{0.2}$ /oxide stacks using reduced voltage*; Journal of Applied Physics, Vol. 112, 033919 (2012).
25. T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, and Y. Suzuki; *Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron*; Nature Nanotechnology, Vol. 4, pp. 158-161 (2009).
26. M. K. Niranjana, C. G. Duan, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal; *Electric field effect on magnetization at the Fe/MgO(001) interface*; Applied Physics Letters, Vol. 96, 222504 (2010).
27. Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, and Y. Suzuki; *Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses*; Nature Materials, Vol. 11, pp. 39-43 (2012).
28. B. Van de Wiele, J. Leliaert, K. J. A. Franke, and S. van Dijken; *Electric-field-driven dynamics of magnetic domain walls in magnetic nanowires patterned on ferroelectric domains*; New Journal of Physics, Vol. 18, 033027 (2016).
29. P. Chauve, T. Giamarchi, and P. Le Doussal; *Creep and depinning in disordered media*; Physical Review B, Vol. 62, 6241 (2000).
30. P. M. Shepley, A. W. Rushforth, M. Wang, G. Burnell, and T. A. Moore; *Modification of perpendicular magnetic anisotropy and domain wall velocity in Pt/Co/Pt by voltage-induced strain*; Scientific Reports, Vol. 5, 7921 (2015).
31. H. B. Chen, Y. H. Liu, and Y. Q. Li, J. Appl. Phys. 115, pp. 13-18 (2014).
32. A. J. Schellekens, A. van den Brink, J. H. Franken, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans; *Electric-field control of domain wall motion in perpendicularly magnetized materials*; Nature Communications, Vol. 3, 847 (2012).
33. D. Chiba, M. Kawaguchi, S. Fukami, N. Ishiwata, K. Shimamura, K. Kobayashi, and T. Ono; *Electric-field control of magnetic domain-wall*

- velocity in ultrathin cobalt with perpendicular magnetization*; Nature Communications, Vol. 3, 888 (2012).
34. J. L. Wang, J. Xia, X. C. Zhang, G. P. Zhao, L. Ye, J. Wu, Y. B. Xu, W. S. Zhao, Z. G. Zou, and Y. Zhou; *Controllable transport of a skyrmion in a ferromagnetic narrow channel with voltage-controlled magnetic anisotropy*; Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 51, 205002 (2018).
 35. X. C. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G. P. Zhao, and W. S. Zhao; *Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack*; Scientific Reports, Vol. 5, 11369 (2015).
 36. K. J. A. Franke, B. Van de Wiele, Y. Shirahata, S. J. Hamalainen, T. Taniyama, and S. van Dijken; *Reversible Electric-Field-Driven Magnetic Domain-Wall Motion*; Physical Review X, Vol. 5, 011010 (2015).
 37. K. J. Kim, J. C. Lee, K. H. Shin, H. W. Lee, and S. B. Choe; *Universal classes of magnetic-field- and electric-current-induced magnetic domain-wall dynamics in one and two dimensional regimes*; Current Applied Physics, Vol. 13(1), pp. 228-236 (2013).
 38. T. H. E. Lahtinen, K. J. A. Franke, and S. van Dijken; *Electric-field control of magnetic domain wall motion and local magnetization reversal*; Scientific Reports, Vol. 2, 258 (2012).
 39. M. Zhernenkov, M. R. Fitzsimmons, J. Chlistunoff, J. Majewski, I. Tudosa, and E. E. Fullerton; *Electric-field modification of magnetism in a thin CoPd film*; Physical Review B, Vol. 82, 024420 (2010).
 40. A. Bernand-Mantel, L. Herrera-Diez, L. Ranno, S. Pizzini, J. Vogel, D. Givord, S. Auffret, O. Boulle, I. M. Miron, and G. Gaudin; *Electric-field control of domain wall nucleation and pinning in a metallic ferromagnet*; Applied Physics Letters, Vol. 102, 122406 (2013).
 41. W. W. Lin, N. Vernier, G. Agnus, K. Garcia, B. Ocker, W. S. Zhao, E. E. Fullerton, and D. Ravelosona; *Universal domain wall dynamics under electric field in Ta/CoFeB/MgO devices with perpendicular anisotropy*; Nature Communications, Vol. 7, 13532 (2016).
 42. P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferre, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. L. Stamps; *Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/ Co/ Pt Films with Perpendicular Anisotropy*; Physical Review Letters, Vol. 99, 217208 (2007).

43. C. Song, B. Cui, F. Li, X. J. Zhou, and F. Pan; *Recent progress in voltage control of magnetism: Materials, mechanisms, and performance*; Progress in Materials Science, Vol. 87, pp. 33-82 (2017).
44. R. Lavrijsen, M. A. Verheijen, B. Barcones, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans; *Enhanced field-driven domain-wall motion in Pt/Co₆₈B₃₂/Pt strips*; Applied Physics Letters, Vol. 98, 132502 (2011).
45. M. Weisheit, S. Fahler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinsignon, and D. Givord; *Electric Field-Induced Modification of Magnetism in Thin-Film Ferromagnets*; Science, Vol. 315, 5810 (2007).
46. G. Wang, Z. Wang, J. O. Klein, and W. Zhao, IEEE Trans. Magn. 53, 1 (2017).
47. N. Lei, T. Devolder, G. Agnus, P. Aubert, L. Daniel, J. V. Kim, W. Zhao, T. Trypiniotis, R. P. Cowburn, C. Chappert, D. Ravelosona, and P. Lecoeur; *Strain-controlled magnetic domain wall propagation in hybrid piezoelectric/ferromagnetic structures*; Nature Communications, Vol. 4, 1378 (2013).
48. E. K. H. Salje; *Multiferroic Domain Boundaries as Active Memory Devices: Trajectories Towards Domain Boundary Engineering*; ChemPhysChem, Vol. 11, 940 (2010).
49. Y. Shuto, S. Yamamoto, and S. Sugahara; *Nonvolatile static random access memory based on spin-transistor architecture*; Journal of Applied Physics, Vol. 105, 07C933 (2009).
50. K. C. Hall and M. E. Flatte; *Performance of a spin-based insulated gate field effect transistor*; Applied Physics Letters, Vol. 88, 162503 (2006).

第 5 章

本研究の結論と将来の展望

第 5 章 本研究の結論と将来の展望

5.1 結論

本論文では、微細加工した試料の磁気特性を測定するために測定用機器のレーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の作製から始めた。次に、ジャロシンスキ・守谷相互作用を有する試料のエッジ側にテーパー状の構造を人工的に付与し、ゲート電圧印加により試料の垂直磁気異方性を変化させてスキルミオンバブルの生成や駆動を行った。次に、レーストラック素子を作成し、電界効果を用いて電界効果磁気トランジスタの作製を行った。

第 1 章では、演算処理等の従来の磁気デバイス研究の分野ではナノスケールの磁壁電流駆動について多くの報告されてきた。多くの磁性薄膜作製方法の研究成果から、非対称性膜構造と各層間の界面効果によるジャロシンスキ・守谷相互作用(DMI:Dzyaloshinskii-Moriya Interaction)を有する磁性薄膜の作製が出来た。ジャロシンスキ・守谷相互作用を有し、非対称の膜構造によって生じたスキルミオンやスキルミオンバブルが世界中で注目されていた。スキルミオンやスキルミオンバブルは磁氣的に渦状構造で良好な安定性及び移動性を有し、そして高密度化の期待が出来る。更に、低エネルギー消費量を含むいくつかの有望な特性を有する準粒子状態のスピン構造である。スキルミオンやスキルミオンバブルの駆動への理解はスキルミオンに基づく実用的な情報関連デバイスを開発するために必要である。

第 2 章では、使用している磁気ストレージデバイスの中で用いられている磁性体の構造はほとんどマイクロスケールやナノスケールなどのような非常に微細な試料である。しかし、普段で磁気特性の測定で使用する試料振動型磁力計などの装置はミリスケール以下の試料測定では非常に困難であり、正確な磁気特性の測定はほぼ不可能である。よって、本研究は非常に小さい領域において磁気特性の測定が可能かつ安定な装置を考案し、レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡の作製から本研究を始めた。レーザーマイクロカー効果顕微鏡には光学顕微鏡本体、対物レンズ、レーザー光源、光源用電源、偏光子、フォトダイオード、増幅用アンプ回路、高分解能 CCD カメラ、外部磁界印加用電磁石、xy 方

向移動試料台を用いた。本研究は四つの増幅用アンプ回路を設計し、四つ目のアンプ回路を用いてそれぞれ面内磁化膜と垂直磁化膜の測定を行い、有効性を確認した。面内磁化膜の測定結果より雑音比を計算すると約 52.6 dB となり、垂直磁化薄膜に測定結果からは約 51.5 dB となった。二つの外部磁界印加方向において測定結果の雑音比が非常に大きく、よって雑音による測定結果への影響は非常に小さいことを確認できた。また、レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いてエネルギーハーベスト素子の作製実験において Co-Ni/ Fe-Co 多層膜磁性細線における応力誘起磁壁運動で縦カー効果と横カー効果を確認するために、レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡を用いて素子の磁気特性を測定した。さらに、スキルミオンバブルの生成実験においても本顕微鏡を用いて微細加工したマイクロスケール細線の一部の磁気特性を測定した。この二つの研究において、レーザーマイクロ磁気光学カー効果顕微鏡が非常に有用であった。

第 3 章では、室温において金属(Pt)/ 誘電体(SiO₂)界面において厚さ勾配と界面 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用(DMI)を持つ磁性多層膜とレーストラックにおけるゲート電圧 V_G が直接印加され、磁壁とスキルミオンバブルの電界効果誘起生成と指向性運動に関する実験を行った。ゲート電圧 V_G が直接印加され、磁壁とスキルミオンバブルの電界誘起生成と指向運動を実験的に実証した。強磁性体/ 重金属界面での反転対称性が破れているため、特定の界面 DMI が Pt/Co-Ni 界面で発生すると予想されるため、本研究は [Pt/ Co-Ni/ Pt/ Co-Ni/ Pt] 五層膜を作製し、Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用の測定を行い、この測定結果を用いて膜構造の最適化を行った。また、本研究はステンシルリソグラフィ法とフォトリソグラフィ法を用いて人工的に試料のエッジ側に厚さ勾配を付与させた。これにより試料の左端に向かって厚さが減少すると残留磁化 M_R と保磁力 H_C が減少し、垂直磁気異方性が減少した。しかし、厚さ勾配のない領域はほぼ一定の垂直磁気異方性を示した。次に、試料にゲート電圧 V_G を印加し各部分の磁気特性を測定した。ゲート電圧 V_G が印加されると保磁力 H_C が減少し、垂直磁気方性も減少したことを確認した。また、磁気光学カー効果顕微鏡によって磁区構造の観察を行い、同時に面内方向と垂直方向に外部磁界を印加し、各膜構造の H_{DMI} を導き出し、DMI 強度を算出した。さらに、垂直外部磁界を印加しながらゲート電圧 V_G を印加すると、試料のエッジ側から磁壁が作り出され、ゲート電圧 V_G の増加に伴い移動した。磁壁付近においてスキルミオンバブルが発生し、磁壁との反発力によって駆動された。電界誘起磁壁運動の再現性、ならびにバイナリメモリデバイスを作製する際に電界誘起の磁壁運動を使用する可能性を実証した。それから、レーストラックにおいて電界効果による磁壁駆動を実証した。レーストラックにゲート電圧 V_G を印加しても同様に磁壁とスキルミオン

バブルが作り出され、ゲート電圧 V_G の増加または減少に伴う反復運動を観察できた。シミュレーションにおいても同じような結果を得ることができた。

第4章では、垂直磁気異方性を有する Co-Ni / Pt 多層膜のスピン流誘起磁壁移動に及ぼすゲート電圧 V_G の影響を研究し、ゲート電圧 V_G を印加すること磁壁移動速度、閾値電流密度、保磁力への影響を調べ、磁壁トランジスタの作製を行った。まず、レーストラック試料幅の最適化を試みた。それぞれ $3\sim 10\ \mu\text{m}$ の幅を有するレーストラックを作製し、測定結果より $5\ \mu\text{m}$ の試料を用いて研究を行った。ゲート電圧 V_G を印加したときに試料の保磁力と垂直磁気異方性が減少した。レーストラックに電流とゲート電圧 V_G を印加した場合の磁壁移動速度を調べた結果、ゲート電圧 V_G の印加によって磁壁移動速度が速くなった。また、ゲート電圧 V_G の印加によって磁壁の臨界駆動電流は約 $6.0\times 10^{11}\ \text{A/m}^2$ から $5.0\times 10^{11}\ \text{A/m}^2$ まで減少した。この結果から電流を試料に印加した場合、ゲート電圧 V_G の有無により磁壁移動の制御が可能である。この研究によりゲート電圧 V_G を印加することは磁壁駆動に必要な閾値電流密度 J_{th} を減少させるのに有用であることを示した。閾値電流密度 J_{th} の減少はゲート電圧によるピンニング磁界の低下によると解釈できる。また、磁壁移動にゲート電圧 V_G のオン及びオフ状態の切り替えを使用することで磁壁トランジスタへの可能性も示した。

5.2 将来の展望

駆動力の観点から電流によって駆動される磁壁、スキルミオンとスキルミオンバブルは大量なエネルギーを消費し、無駄なジュール熱を生じる可能性があるため、実際にストレージデバイスや論理回路への統合を妨げる可能性が充分大きい。本研究の結果は電流をほとんど消費しない電界効果による駆動によりジュール熱の発生を著しく抑制することができる。そのため、電界効果を用いてのスキルミオンの駆動および生成は効率的かつデバイスの寿命を延長させる方法であると考えられる。従って、電界効果によって駆動されるスキルミオンやスキルミオンバブルベースのアプリケーションは、超低消費電力を特長に設計することができる。これは産業界において非常に大きなメリットである。本研究グループはこれから電界効果によって駆動されるスキルミオンの駆動力についてさらに研究を試みる予定である。そして、特に室温において異なる材料を用いてスキルミオンやスキルミオンバブルの駆動や操作についてその他の効率的な方法も探究する予定である。

最後に、最近の理論的および実験的研究では、スキルミオン及びスキルミオンバブルが反強磁性およびフェリ磁性材料中で生成され、そして安定できることを示唆している。反強磁性およびフェリ磁性材料中においては、従来のフェリ磁性材料と比較するとスキルミオンは改善された性能を有する可能性がある。これらの材料の中でスキルミオンやアンチスキルミオンの生成が出来るため、情報記録や演算に用いられることが可能である。スキルミオンはデジタル情報の1を表し、アンチスキルミオンはデジタル情報の0を表すことができるため、ストレージデバイスへの応用は近い将来で実現可能である。そして、スキルミオンとアンチスキルミオンを用いてANDゲートやORゲートのように論理回路として動作することも可能である。この場合においてはスキルミオンとアンチスキルミオンの動作に基づいて演算に用いられることが期待される。さらに、このようなデバイスを用いて演算回路の集積化と量子コンピューティングへの応用も期待できる。

謝辞

信州大学工学部電子情報システム工学科(旧情報工学科)劉小晰教授から6年半に渡り研究や生活でお世話になりました。私は修士1年生から信州大学大学院に入学し情報工学科、森迫・劉研究室に配属されました。入学した頃、劉小晰教授から研究への取り込み方や成果のまとめ方に関して始終丁寧なご指導とご鞭撻を受け賜りました。また、研究方向等で悩んだ際にも親切に相談に乗って頂き様々な方向性や解決策のアドバイスを頂きました。劉小晰教授のお陰で私はここまで成長し、人生を大きく変えて頂いた恩師に心より謹んで感謝を申し上げます。

また、信州大学工学部旧情報工学科森迫昭光教授(現特任教授)からも研究や学校生活でお世話になりました。森迫昭光教授がご退官された後でも大変貴重な御時間を頂き、ご助言とご鞭撻を受け賜りました。森迫昭光教授にも心より謹んで感謝を申し上げます。

本論文の研究を進めるにあたり、信州大学工学部電子情報システム工学科劉研究室の現役生の皆様、並びに卒業生の皆様に暖かく支えて頂きました。特に同輩の白石聡様、新藤健介様、寺岡拓也様、深谷周作様らの修士たちと研究に励んだ日夜が一生の宝物になります。更に、香港中文大学の周艶教授、張溪超研究員、夏静博士、並びに南洋理工大学のS. N. Piramanayagam教授、Tianli Jin博士、Sabpreet Bhatti博士、Durgesh Kumar博士らから協力を頂きました。特に、張

溪超研究員には論文執筆の際に多大なご協力を頂きました。ここで協力して頂いた方に深く感謝を致します。

最後に、以上の皆様と影で多くの皆様に支えて頂いて博士論文を執筆することが出来ました。ここで、皆様に厚く御礼を申し上げます。

2019 年 9 月

馬 闖

研究実績

学位申請に用いる原著論文

- [1]. Chuang Ma*, Xichao Zhang*, Jing Xia, Motohiko Ezawa; Wanjun Jiang; Teruo Ono; S. N. Piramanayagam; Akimitsu Morisako; Yan Zhou; Xiaoxi Liu; Electric Field-Induced Creation and Directional Motion of Domain Walls and Skyrmion Bubbles; NANO LETTERS, Vol. **19**(1): 353-361(2019)

- [2]. Chuang Ma*, Tianli Jin*, Xiaoxi Liu and S. N. Piramanayagam; Switching domain wall motion on and off using a gate voltage for domain wall transistor applications; Applied Physics Letters, Vol. **113**(23) (2018)

学位論文のテーマに直接関係しない原著論文

- [3]. Chuang Ma*, Jing Xia, Xichao Zhang, Yan Zhou, Akimitsu Morisako, S. N. Piramanayagam, Xiaoxi Liu; Nd-Fe-B films with perpendicular magnetic anisotropy and extremely large room temperature coercivity; Journal of Magnetism and Magnetic Materials; Vol. **474**(15), p406-410(2018)

- [4]. Sabpreet Bhatti*, Chuang Ma*, Xiaoxi Liu, and S. N. Piramanayagam; Stress-Induced Domain Wall Motion in FeCo-Based Magnetic Microwires for Realization of Energy Harvesting; ADVANCED ELECTRONIC MATERIALS; Vol. **5**(1) (2019)

- [5]. Sabpreet Bhatti, Chuang Ma, Xiaoxi Liu, and S. N. Piramanayagam; Realization of Energy Harvesting Based on Stress-Induced Modification of Magnetic Domain Structures in Microwires; IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 55, No. 7 (2019)

関連する主な国外会議発表（発表者*）

- [6]. Chuang Ma*, Y. Yamada, J. Xia, X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, A. Morisako and X. Liu; Influence of Heavy Metal Materials on Magnetic Properties of Heavy Metal/ [CoNi/Pt]₂/ SiO₂ Multilayers with Perpendicular Magnetic Anisotropy; 62nd ANNUAL CONFERENCE ON MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS; FS-08(2017)
- [7]. Chuang Ma*, S. Wang, A. Morisako, S. Piramanayagam, X. Liu; Nd-Fe-B Films With Perpendicular Magnetic Anisotropy and Extremely Large Room Temperature Coercivity; 2018 IEEE International Magnetic Conference, AB-05(2018)

関連する主な国内会議発表（発表者*）

- [8]. 馬闌*, 原佑輔, 王斯遠, 森迫昭光, 劉小晰; Nd-Fe-B 薄膜磁石の作製および磁気特性; 日本磁気学会, 10pA-6(2015)
- [9]. 馬闌*, 原佑輔, 中牧貴則, 王斯遠, 森迫昭光, 劉小晰; Nd-Fe-B 薄膜磁石の作製および垂直磁気異方性; 応用物理学会 信越支部講演会(2015)
- [10]. 馬闌*, 張溪超, 園田泰之, 山田侑生, 森迫昭光, 劉小晰; 多層膜及び磁性細線中の低電界による磁壁駆動; マグネティックス研究会, MAG-17-153 (2017)

- [11]. 馬闌*, 荒井遼真, 張溪超, 山田侑生, 森迫昭光, 劉小晰, 小野輝男; 電界効果磁気スキルミオントランジスタの作製とその特性; 日本磁気学会, 14aD-3(2018)
- [12]. 馬闌*, 原佑輔, S. Shirsath, D. Wang, 森迫昭光, 劉小晰; Co フェライト薄膜の結晶配向制御及びその磁気特性; 日本磁気学会, 14aC-10(2018)