

平成27年度 修士論文

傾斜電界による磁壁駆動現象の
シミュレーション解析

学籍番号 1431102

氏名 村山 創

情報・通信工学専攻 情報数理工学コース

指導教員 仲谷栄伸 教授

副指導教員 山本野人 教授

専攻主任印	主指導教員印	指導教員印

概要

現在パーソナルコンピュータに代表される情報機器の主記憶としては、主に DRAM(Dynamic Random Access Memory) が用いられている。このメモリは、情報の記録を電荷によって行っており、常に電源を供給しないと情報を保持できない揮発性の特性を持つことから、消費電力低減が課題となっている。この問題を解決する新たなメモリとして、情報の記録を磁性体の磁化の方向により行うことで不揮発の性質を持つ MRAM(Magnetoresistive Random Access Memory) が開発されている。MRAM は複数の記録方式が提案されており、その一つに、磁壁を駆動させることで情報の切替えを行う磁壁駆動型 MRAM がある。この駆動方式は、高速動作 (100 メガ~10 ギガヘルツ) かつ、高耐性の特徴を備えている。しかしながら、磁壁駆動型 MRAM は磁壁の駆動に大きな電力が必要であるため、その低減が課題となっている。近年、磁壁の駆動電力を低減する新たな手法として、電界と磁界を組み合わせた磁壁駆動方式が提案されている。しかしながら、電界のみの磁壁駆動はまだ報告されていない。電界のみの磁壁移動が実現した場合、移動中に電流を流さないため、必要電力を原理的に 0 とすることが可能である。

本研究では、電界のみで磁壁駆動を行うために、傾斜電界を用いる手法を提案し、マイクロマグネティックシミュレーションより傾斜電界による磁壁駆動を調べた。次に傾斜電界が磁壁駆動に与える駆動力を明らかにするため、傾斜電界より磁壁に加わる力の解析式を作成し、磁界駆動シミュレーションと比較して解析式の検証を行った。

傾斜電界による磁壁駆動シミュレーションでは、電界により磁気異方性が変調することから、磁気異方性を細線長さ方向に線形に減少させた。異方性減少率 $\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ 未満では磁壁構造を維持しつつ磁壁が移動し、 1.4 Gerg/cm^4 以上で磁壁構造が変化し速度が低下する Walker breakdown と同様の現象を確認した。次に、傾斜電界が磁壁に与える駆動力を明らかにするため、磁気異方性の線形な変化を磁界に換算する解析式を作成した。解析式より得られた磁壁移動速度及び Walker field はシミュレーション結果と一致しており、シミュレーション結果及び作成した解析式の妥当性を確認できた。さらに傾斜電界駆動の場合、磁壁のピーク速度が磁界駆動の場合よりも低下することを、シミュレーション及び解析式から明らかにした。傾斜電界駆動のピーク速度上昇のため、DMI(Dzyaloshinskii-Moriya Interaction) 効果を入れてシミュレーションを行ったところ、DMI 定数 $D = 0.06 \text{ erg/cm}^2$ において、ピーク速度が約 3 倍上昇することを確認した。以上の結果より、傾斜電界による磁壁駆動方式を用いることで、電界のみでの磁壁移動が達成されることを示した。これより、磁壁移動に必要な電力を大幅に低減可能であることを示した。

目次

第1章	はじめに	6
1.1	研究背景	6
1.1.1	情報化社会	6
1.1.2	現行の主記憶、補助記憶装置	6
1.1.3	MRAM	6
1.1.4	磁壁駆動型 MRAM	7
1.1.5	電界効果	8
1.1.6	DMI(Dzyaloshinsky-Moriya Interaction)	8
1.2	本研究の目的	9
1.3	論文構成	9
第2章	基本事項	10
2.1	マイクロマグネティックシミュレーション概要	10
2.2	原子磁気モーメント	10
2.3	磁区、磁壁	10
2.4	LLG 方程式	11
2.5	実効磁界	12
2.5.1	異方性磁界	12
2.5.2	交換磁界	12
2.5.3	静磁界	13
2.5.4	外部磁界	13
2.6	DMI(Dzyaloshinsky-Moriya-Interaction)	13
2.6.1	DMI 磁界	13
2.7	磁界による磁壁移動	14
2.7.1	Bloch 磁壁の磁化構造と磁壁移動	14
2.7.2	Walker model:1D Bloch wall	15
2.8	磁壁幅による Walker breakdown の変化	16
2.9	磁壁に加わる圧力の式	17
第3章	数理モデル	18
3.1	シミュレーションモデル	18
3.1.1	線厚 (y)・線幅 (z) 無限モデル	18
3.1.2	線厚 (y) 無限・線幅 (z) 有限モデル	19
3.1.3	線厚 (y)・線幅 (z) 有限モデル	19
3.2	LLG 方程式の数値解法	20
3.2.1	LLG 方程式	20
3.2.2	4次の Runge-Kutta 法	21

3.3	実効磁界計算	22
3.3.1	異方性磁界計算	22
3.3.2	交換磁界計算	22
3.3.3	静磁界計算	24
3.3.4	静磁界計算高速化	30
3.3.5	離散高速フーリエ変換を用いた Convolution 演算の高速計算	30
3.4	DMI	32
第4章	傾斜電界効果	33
4.1	傾斜電界効果概要	33
4.2	数理モデル	34
第5章	磁界による磁壁移動シミュレーション	35
5.1	材料定数	35
5.2	1次元：線厚・線幅無限モデル	35
5.2.1	計算条件	35
5.2.2	計算結果	36
5.2.3	解析式による調査	37
5.3	1次元：線厚無限・線幅有限モデル	39
5.3.1	計算条件	39
5.3.2	計算結果	39
5.3.3	解析式による調査	41
5.4	1次元：線厚・線幅有限モデル	44
5.4.1	計算条件	44
5.4.2	計算結果	44
5.4.3	解析式による調査	46
5.5	2次元：線厚・線幅有限モデル	48
5.5.1	計算条件	48
5.5.2	計算結果	48
5.5.3	解析式による調査	52
5.6	まとめ	53
第6章	傾斜電界による磁壁移動シミュレーション	54
6.1	計算条件	54
6.2	計算結果	54
6.3	磁界換算式による解析	57
6.3.1	磁界換算式の導出	57
6.3.2	Demagnetizing factor の導出	58
6.3.3	シミュレーション結果と磁界換算式の比較	60
6.3.4	Walker field 変化の考察	61
6.4	まとめ	63

第7章 DMI を考慮した磁壁移動シミュレーション	64
7.1 材料定数・計算条件	64
7.2 磁界駆動	64
7.2.1 計算条件	64
7.2.2 計算結果	65
7.3 傾斜電界駆動	66
7.3.1 計算条件	66
7.3.2 計算結果	66
7.4 解析式と計算結果の比較	67
7.4.1 磁界駆動	67
7.4.2 傾斜電界駆動	68
7.5 まとめ	77
第8章 まとめ	78
参考文献	80
発表リスト	82
謝辞	83

第1章 はじめに

本章では、本研究を行うに至った研究背景、本研究の目的、本論文の構成を述べる。

1.1 研究背景

1.1.1 情報化社会

現在、コンピュータやスマートフォン等、各種電子機器による情報システムの利用が広く市民生活や企業活動に浸透しており、現代社会では必要不可欠な存在として認識されている。また、近年では身の回りの様々な物に電子機器を搭載し、ネットワークを介して制御するIoT(Internet of Things)という概念が登場している。これより、情報機器の必要性はますます増大している。これら情報機器の必要性が増大するに従い、要求される能力も増大している。この要請に応えるため、機器を構成する様々な部品能力上昇、新規格の提案、部品統合による省スペース化などが進められている。

1.1.2 現行の主記憶、補助記憶装置

現在パーソナルコンピュータに代表される情報機器の主記憶装置は、DRAM(Dynamic Random Access Memory)が主に用いられている。このメモリは、情報の記録を電荷によって行っており、常に電源を供給しないと情報を記録できない揮発性の特性を持つ。この特性から、消費電力低減の妨げになっている。また、停電などの急な電力喪失に陥った場合、DRAM内のデータが消滅してしまう問題もある。

DRAMには前述した揮発性の特性から、データの長期保存を目的とする不揮発性の補助記憶装置が必要である。補助記憶装置として、ハードディスクが現在広く使用されている。ハードディスクはアクセス速度の遅さや、物理的な駆動部分を持つための消費電力の高さ、故障しやすさ等の問題がある。近年ではSSD(Solid State Drive)やフラッシュメモリといった、物理的な駆動部分の存在しない補助記憶装置が一般に普及しつつあるが、書き換え耐性の限界や、長期記憶に適さないという問題がある。

これら主記憶、補助記憶装置が抱える問題点を克服するため、現在、不揮発性メモリの研究開発が進められている。不揮発性メモリとは、情報の保持に電源が不要なメモリを指し、様々な方式が現在研究されている。本研究では、不揮発性メモリの一種であり、情報の記録にマイクロスケールの磁石を使用するMRAMを対象とする。

1.1.3 MRAM

MRAM(Magnetoresistive Random Access Memory, 磁気抵抗メモリの略)は、磁気を利用した記憶媒体である。動作原理として、記憶セル内部の磁化の方向を読み取ることによって0の情報、1の情報を読み取る。また、記憶セル内部の磁化の方向を変化させることによって、0の情報、1の情報を変更する。情報の記録に磁気を使用するため、記録保持に電力がいらぬ利点があり、DRAMの欠点を克服することが可能である。また、情報の読み書きは物理的駆動を伴わずに行うことが可能であり、ハードディスクの欠点を克服することも可能である。

従来は記憶セルに磁場をかけることで情報の変更を行っていたが、この方式は記憶セルの小型化に限界がある。現在はスピントルクを注入して磁化の方向を切り替えるスピン注入磁化反転型 MRAM や、後述する磁性細線中の磁壁を移動させて、磁化の方向を切り替える磁壁駆動型 MRAM などが研究されている。

1.1.4 磁壁駆動型 MRAM

磁壁駆動型 MRAM とは、図 1.1 のような仕組みを持った MRAM である。磁化が一定の方向を向いている領域を磁区と呼び、磁区と磁区に挟まれた、磁化の向きが連続的に変化する領域を磁壁と呼ぶ。この MRAM は、参照層の磁化の向きに対して平行、反平行により "1" の情報、"0" の情報を表す。情報の切替えは、磁壁の移動により行う。

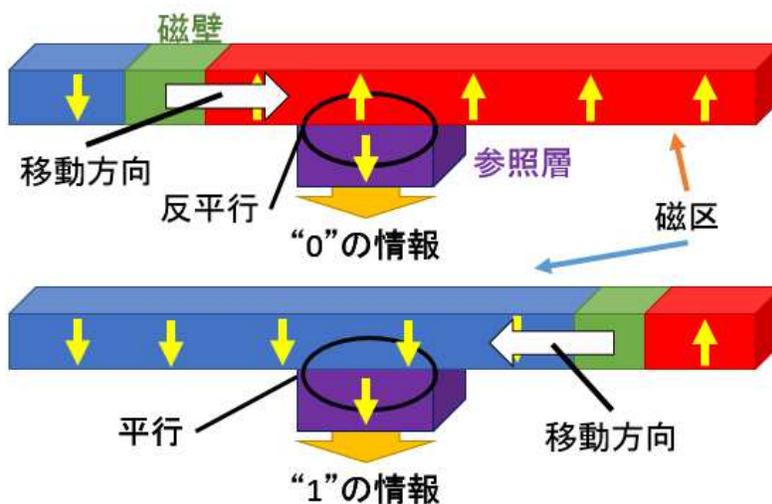


図 1.1 磁壁駆動型 MRAM の概略図 [1]

現在、図 1.2 に示すものが主に研究されている。図 1.2(a) は、IBM が提唱する Race-track 方式 [1] と呼称されている。図 1.2(b) は NEC が提唱する方式 [3] である。

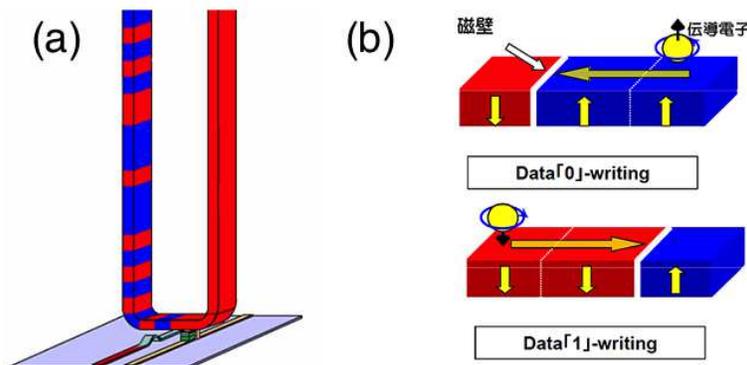


図 1.2 IBM(a) と NEC(b) によって提案された電流による磁壁駆動を用いた不揮発性メモリの概略図 [2]

現在、磁壁の駆動手段として、スピントルクを用いた磁壁電流駆動方式が研究されている。この方式の動作原理は次の通りである。磁性細線中に電流を流すと、電子が磁壁を通り抜ける前後で、電子の角運動量に変化する。角運動量保存則から、磁化のスピンの角運動量が受け渡されて磁壁を移動させる力 (スピントルク) となり、電流と逆方向に磁壁が移動する。スピントルクを用いる場合、一定以上の電流密度を持った電流を流さないと磁壁が移動しないため、大きな電力が必要になるという欠点がある [4-6]。

1.1.5 電界効果

電界効果は、磁性体に対して電圧をかけることにより、様々な影響を与える効果である。保磁力 [7] や磁壁移動 [8]、磁気異方性 [9]、磁化 [10] などが、電界効果によって変化する。

本研究は、電界が磁性体内部の磁気異方性を変調させる効果に着目する。磁気異方性とは、磁極を特定方向に向きやすくする性質であり、これを変調させることで、磁壁の移動しやすさを制御することが可能である。図 1.3 は、磁性体に電界をかける強さを、+2V, 0V, -2V と変化させた場合の磁区消滅速度の変化を表している。

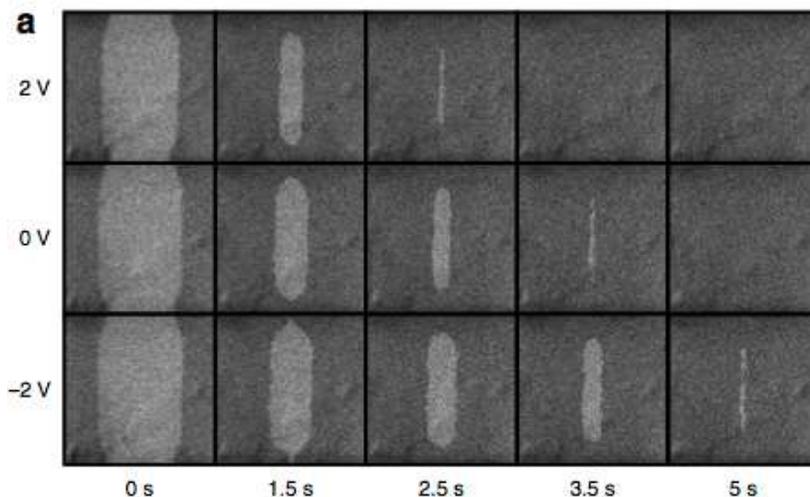


図 1.3 電界の有無による磁区消滅時間の変化 (磁界 230 Oe 併用) [11]

近年、この電界効果による磁壁駆動方式が提案されている [11-14]。しかしながらこれらの研究では、電界と磁界両方を用いて磁壁駆動を行っており、電界だけを用いた磁壁駆動はまだ報告されていない。電界のみで磁壁移動が実現する場合、磁壁移動中に電流を流さない。このため原理的に必要電力を 0 とすることが可能となる。

1.1.6 DMI(Dzyaloshinsky-Moriya Interaction)

通常、隣接する原子磁気モーメントは、平行か反平行において安定状態となるが、DMI は、その安定状態を変化させる効果である。本研究では、強磁性体と重い電子を持つ非磁性体 (i.g. Pt, Ir) の界面付近に働く DMI [15, 16] に着目する。

本効果は、磁壁構造が存在する細線に適用することにより、後述する磁壁の Precessional motion を抑制する。これより、Walker breakdown field の上昇と、それに伴う磁壁移動ピーク速度の上昇が見込まれる [17]。

1.2 本研究の目的

本研究の目的は、電界のみで磁壁駆動を行うために、傾斜電界を用いる手法を提案し、その有効性をマイクロマグネティックシミュレーションから示すことである。また、傾斜電界の強さを磁界に換算する解析式を作成し、これを用いて数値的に解析することである。

始めに、磁界駆動による磁壁移動シミュレーションを行い、解析式とシミュレーション結果を比較する。これよりプログラムの正当性を示し、磁壁移動に変化をもたらす要因がシミュレーション上で再現されているかを確認する。

次に、傾斜電界による磁壁移動シミュレーションを行う。電界により磁気異方性が変調することから、傾斜電界は、場所ごとの磁気異方性を線形に減少させることで実現する。場所ごとの磁気異方性減少率を $\Delta K_u(\text{erg}/\text{cm}^4)$ と定義した。

傾斜電界による磁壁移動シミュレーションは、磁気異方性減少率を変化させることで、傾斜電界の強さを変化させている。しかし、磁気異方性減少率は一般的な定義ではなく、磁壁に与えられる駆動力が不明である。この駆動力を明らかにするため、磁気異方性の線形な変化を磁界に換算する解析式を作成し、磁気異方性減少率によって働く駆動力を解明する。

最後に、DMI によって磁界による磁壁移動のピーク速度上昇効果が傾斜電界による磁壁移動に対して効果を及ぼすのかをシミュレーションから調査する。

1.3 論文構成

本論文は、本章を含め 8 つの章で構成されている。

第 1 章 本研究の背景について述べる。

第 2 章 本論文の研究内容を論じるにあたって必要な基本事項を述べる。

第 3 章 本研究で行うシミュレーションであるマイクロマグネティックシミュレーションに必要な、各種数理モデルについて述べる。

第 4 章 本研究で提唱する傾斜電界の概要、数理モデルを述べる。

第 5 章 磁界による磁壁移動シミュレーションの結果を述べ、解析式による解析結果を述べる。

第 6 章 傾斜電界シミュレーションの結果を述べ、磁界換算式の作成、換算結果を述べる。

第 7 章 DMI を考慮した磁界シミュレーション、傾斜電界シミュレーションの結果を述べる。

第 8 章 全ての結果についてのまとめを述べる。

第2章 基本事項

本章では、本研究で使用する基本的な概念や事象を説明する。

始めに、本研究で行うマイクロマグネティックシミュレーションの一般的な概要、研究対象とする磁性体を論ずるに必要な諸現象や、マイクロマグネティックシミュレーションを構成する諸原理を説明する。

2.1 マイクロマグネティックシミュレーション概要

本研究では、マイクロマグネティックシミュレーションを用いて磁界や傾斜電界による磁壁移動シミュレーションを行う。マイクロマグネティックシミュレーションとは、磁性体内部の原子磁気モーメントの構造や、その動的振舞を数値的に求めるシミュレーションである。

本研究で行うマイクロマグネティックシミュレーションは、以下の要素で構成される。

- 原子磁気モーメントの振舞を数値的に解くために必要な、Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 方程式。
- 原子磁気モーメントの振舞に影響を与える実効磁界。実効磁界は、異方性磁界、交換磁界、静磁界、外部磁界、DMI 磁界から構成される。
- シミュレーション対象である Bloch 磁壁を伴う磁化構造を離散化したシミュレーションモデル。

なお、本研究では CGS 単位系を使用する。

2.2 原子磁気モーメント

磁荷とは磁性体中にあり、磁界を作るものをいう。磁気モーメントは、磁極の対を表す物理量を指し、原子磁気モーメントとは、原子が持つ磁気モーメントをいう。単位体積当たりの原子磁気モーメントを磁化という。原子磁気モーメントは磁界をかけると、磁界方向に平行となるように、歳差運動と緩和運動が発生する。

2.3 磁区、磁壁

磁区とは、磁性体内部で磁化の方向が揃う区間を指し、磁壁とは、磁区と磁区の間にある、磁化が連続的に反転する空間を指す。図 2.1 に概略図を示す。磁壁が存在する磁化構造に外部からエネルギーを加えることで磁壁が移動する [18]。

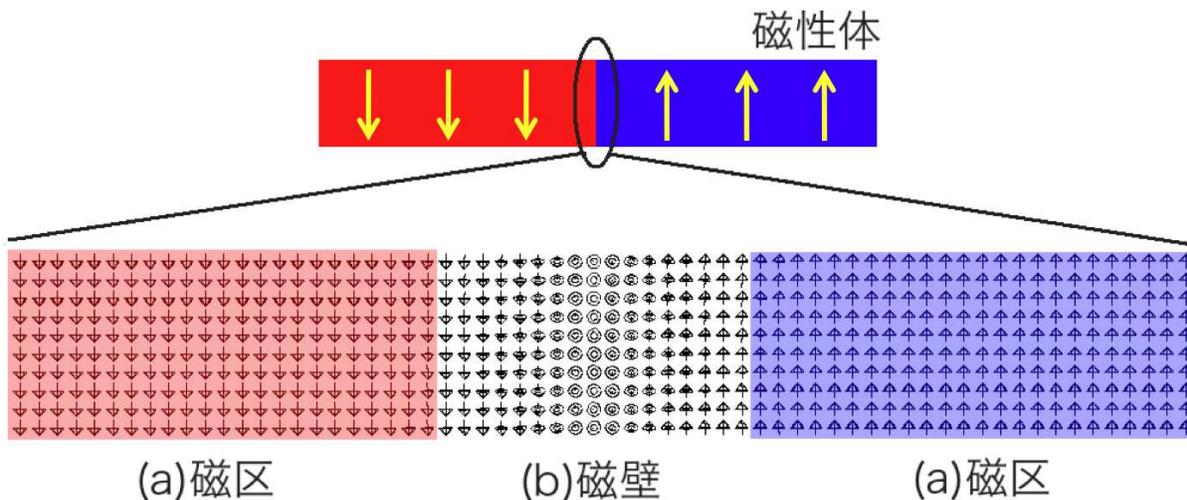


図 2.1 磁区と磁壁の概略図

磁壁は磁化構造により複数の種類がある。Bloch 磁壁とは、磁壁中心の磁化が磁壁面に平行な面に変化する磁壁である。図 2.2(b) に示す。色の変化は磁化の向きを表している。

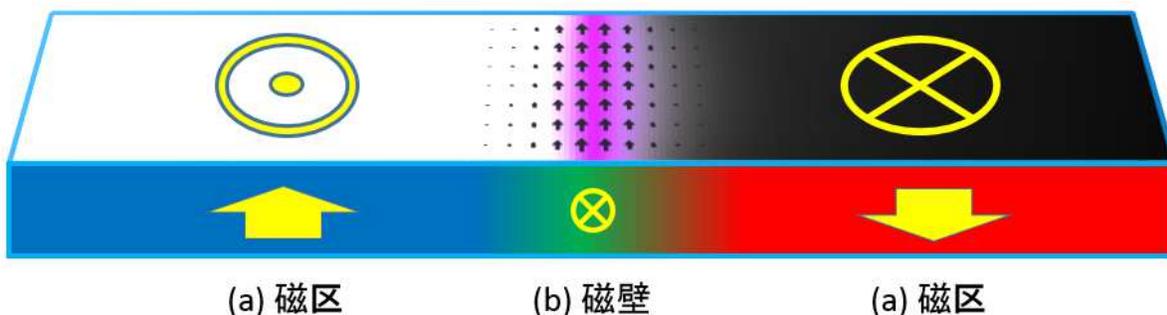


図 2.2 Bloch 磁壁の概略図

Bloch 磁壁を有する磁化構造に磁界をかけると磁壁が移動することが知られている。Walker breakdown field までは磁化構造を一定に保ったまま移動し、Walker breakdown field 後は、磁化構造を変化させながら移動する。磁化構造や磁壁幅、磁壁移動速度には解析式が存在することが知られている。これらの内容は後述する。

2.4 LLG 方程式

LLG 方程式とは、図 2.3 で示される、原子磁気モーメントの運動を表す方程式である。式 (2.1) で示される。

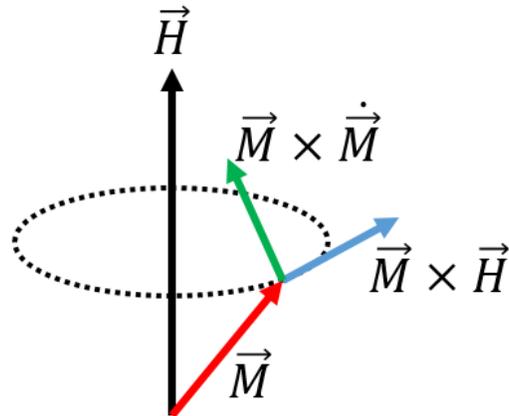


図 2.3 原子磁気モーメントの運動

$$\dot{\vec{M}} = -|\gamma|(\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M}(\vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \quad (2.1)$$

\vec{M} は原子磁気モーメント、 \vec{H} は原子磁気モーメントに加わる実効磁界。 γ は磁気回転比、 α は損失定数、 M は飽和磁化という。

LLG 方程式を解くことで、磁性体内の磁化構造や、その動的振舞を求めることができる。

2.5 実効磁界

実効磁界とは、磁化に対して実効的な力を与える磁界である。本研究では、異方性磁界、交換磁界、静磁界、外部磁界、DMI 磁界を扱う。各磁界の詳細な導出方法は第 3 章で述べる。

2.5.1 異方性磁界

磁性体には磁気異方性が存在する。磁気異方性とは、磁化を特定方向に向かせようとする性質であり、磁性体の結晶構造や形状によって変化する。これより、異方性磁界とは、ある特定方向に磁化を向かせようとする働く磁界である。

異方性磁界 \vec{H}_K は異方性エネルギー ϵ^K を変分して求められる。式 (2.3) で表される。 K_u は磁気異方性を表す。単位は erg/cm^3 である。

$$\epsilon^K = K_u(1 - m_z^2) \quad (2.2)$$

$$\vec{H}_K = -\frac{\delta \epsilon^K}{\delta \vec{M}} \quad (2.3)$$

2.5.2 交換磁界

交換磁界とは、隣接する原子磁気モーメントから受ける磁界である。隣り合う原子磁気モーメント間の角度が平行であるとき、最小となる。

交換磁界は交換エネルギーを変分して求められる。式 (2.4) で表される。 A は交換スティフネス定数を表す。単位は erg/cm である。

$$\epsilon^A = A(\nabla\vec{m})^2 \quad (2.4)$$

$$\vec{H}_A = -\frac{\delta\epsilon^A}{\delta\vec{M}} \quad (2.5)$$

2.5.3 静磁界

静磁界とは、磁性体内部の原子磁気モーメントにより、磁性体に発生する磁極から形成される磁界である。解析的に求められる場合、式 (2.6) で表される。

$$\vec{H}_D = -4\pi\vec{M} \quad (2.6)$$

2.5.4 外部磁界

外部から対象とする磁性体に与えられる磁界を外部磁界という。外部磁界が与えられることで、磁性体内に存在する磁壁が移動する。この原理は後述する。

2.6 DMI(Dzyaloshinsky-Moriya-Interaction)

通常、隣接する原子磁気モーメントは、平行か反平行において安定状態となるが、DMI は、その安定状態を変化させる効果である。本研究では、強磁性体と重い電子を持つ非磁性体 (i.g. Pt, Ir) の界面付近に働く DMI [15, 16] に着目する。

同一の物質が接する界面、あるいは物質の接していない界面では、磁気モーメントは一定方向に揃う場合にエネルギーが低くなる。一方、異なる結晶構造の界面付近では、DMI により隣接する磁化方向が捻れる場合にエネルギーが低くなる。界面付近に働く効果であることから、対象物質が薄膜の場合に与える影響が大きくなる。

DMI は、磁壁移動において、Walker breakdown field の上昇、それに伴う磁壁移動速度のピーク値上昇効果をもたらす [17]。この効果から、磁壁移動デバイス的高速動作の実現に繋がると期待されている。

2.6.1 DMI 磁界

DMI 磁界は DMI によるエネルギーを変分して求める。薄膜における DMI エネルギーは式 (2.7) に表される [20]。DMI 磁界は式 (2.8) で表される。詳細は第 3 章で述べる。

$$\epsilon^{DMI} = D(m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} + m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} - m_y \frac{\partial m_z}{\partial y}) \quad (2.7)$$

$$\vec{H}_{DMI} = -\frac{\partial\epsilon^{DMI}}{\partial\vec{M}} \quad (2.8)$$

2.7 磁界による磁壁移動

2.7.1 Bloch 磁壁の磁化構造と磁壁移動

図 2.4 は、Bloch 磁壁の磁化構造を概略図として示している。赤色、青色の区間は、磁区であり、緑色の区間は磁壁である。磁壁の区間に示している磁気モーメントは磁壁中心の磁気モーメントを示している。静止状態の Bloch 磁壁の磁化構造は、磁気モーメントを極座標で表し、磁壁の中心を原点 ($x = 0$) とした場合、式 (2.9),(2.10) で表される [19]。

$$\phi(x) = \text{const}(= \pm \frac{\pi}{2}) \tag{2.9}$$

$$\theta(x) = 2 \tan^{-1} \left(\exp\left(\frac{\pi x}{l_w}\right) \right) \tag{2.10}$$

l_w は磁壁幅であり、 $l_w = \pi \sqrt{A/K_u}$ で表すことができる。

外部磁界を磁壁に与えることで、磁壁が移動する。この理由を以下に示す。なお、磁化容易軸方向は z 軸方向とする。

1. 外部磁界 (H_{ext}) により磁壁中の磁気モーメントが歳差運動方向 ($-x$) を向く (図 2.4-1)。
2. これより、磁壁内部に静磁界 H_D が発生する (図 2.4-2)。
3. 発生した静磁界を中心に磁気モーメントは $+z$ 方向に回転し、磁壁中心が $+x$ 方向に移動する (図 2.4-3)。このとき、磁壁内部の磁化構造が一定のまま移動する状態を、Steady motion という。
4. 外部磁界が、後述する式 (2.15) で示される Walker breakdown field という値を超えると、磁壁内の磁気モーメントが歳差運動を行いつつ移動する。このとき、磁壁は前後に振動しながら移動する (図 2.4-4)。この状態を Precessional motion という。

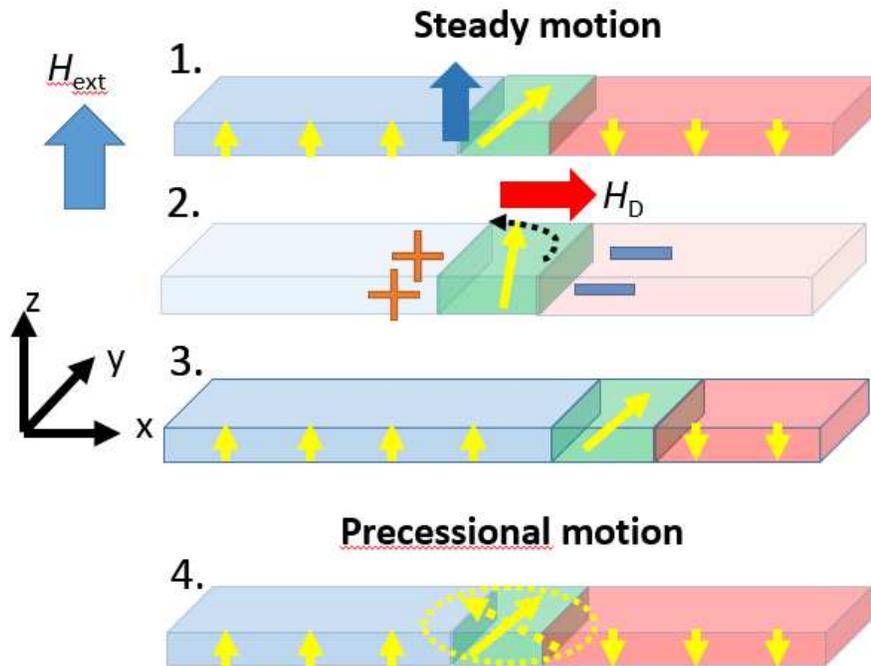


図 2.4 磁壁移動の概略図

2.7.2 Walker model:1D Bloch wall

前項で、Bloch 磁壁の磁化構造と、Steady motion および Precessional motion について述べた。ここでは磁界による磁壁移動速度の解析式を説明する。

Steady motion、Precessional motion における磁壁移動速度の解析式は、それぞれ式 (2.11),(2.12) で表される [18]。

$$v_{stdy} = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} H_{ext} \quad (2.11)$$

$$v_{prc} = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} H_{ext} - \frac{\gamma\Delta}{\alpha} \frac{\sqrt{H_{ext}^2 - H_w^2}}{1 + \alpha^2} \quad (2.12)$$

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (2.13)$$

v_{stdy} は Steady motion 時の磁壁移動速度、 v_{prc} は Precessional motion 時の磁壁移動速度、 Δ は磁壁幅パラメータ、 γ は磁気回転比、 α は損失定数、 H_w は Walker breakdown field、 A は交換スティブネス定数を表す。式 (2.11),(2.12) を図示したものが図 2.5 である。

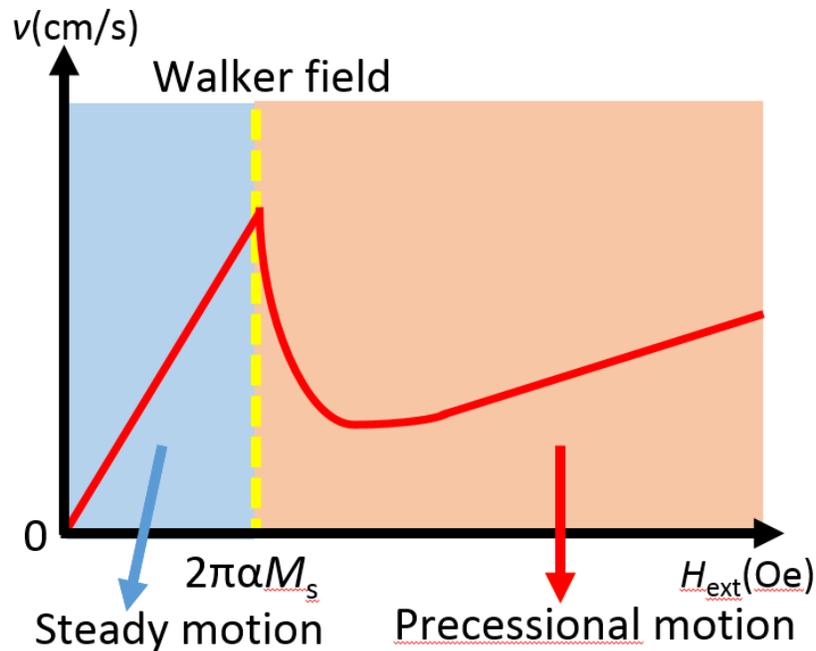


図 2.5 1D Bloch wall における磁壁速度の変化

Walker breakdown field の解析式は、磁壁中心の磁化の方位角によって決定される。方位角の解析式は式 (2.14) で表される。

$$\varphi_{\theta=\pi/2} = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left(\frac{H_{ext}^z}{2\pi M\alpha} \right) \quad (2.14)$$

式 (2.14) を、 $\sin^{-1}x$ の取り得る値を考慮し、外部磁界 H_{ext}^z の取る値の範囲として整理すると、式 (2.15) が求められる。式 (2.15) は、磁壁が Steady motion を取り得る磁界の範囲を示す。

$$-2\pi M\alpha \leq H_{ext}^z \leq 2\pi M\alpha \quad (2.15)$$

これより、Walker field の解析式は、式 (2.16) で表される。

$$H_w = 2\pi\alpha M_s \tag{2.16}$$

2.8 磁壁幅による Walker breakdown の変化

前項で述べた Walker breakdown field の解析式 (2.16) は、静磁界が解析的に計算可能な場合に定義される。実際の系では、静磁界を数値的に求める必要があるため、Walker breakdown field は式 (4.1) では求められない。

静磁界の影響を考慮した Walker breakdown field の解析式は、式 (2.17) で表される [23]。ここで N_x, N_y, N_z は Demagnetising factor と呼ばれ、静磁界の強さを示す係数である。

$$H_w = 2\pi\alpha M_s |N_x - N_y| \quad (N_x, N_y \in \Delta) \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned} \Delta &= \sqrt{\frac{A}{K_u + 2\pi M_s^2(1 - N_z)}} \quad (N_x + N_y + N_z = 1) \\ &= \sqrt{\frac{A}{K_u + 2\pi M_s^2(2N_y + N_x - 1.0)}} \end{aligned} \tag{2.18}$$

式 (2.17) は、Walker field の解析式に Demagnetising factor を考慮した式である。ここで、 N_x, N_y, N_z は磁壁幅の式 (6.8) から、磁壁幅の影響を含んだ項である。それぞれの Demagnetising factor は、磁壁幅を考慮した細線モデルより決定した [24]。図 2.6 は、磁壁内部の磁化の向きによって決定される静磁界の強さを表す。

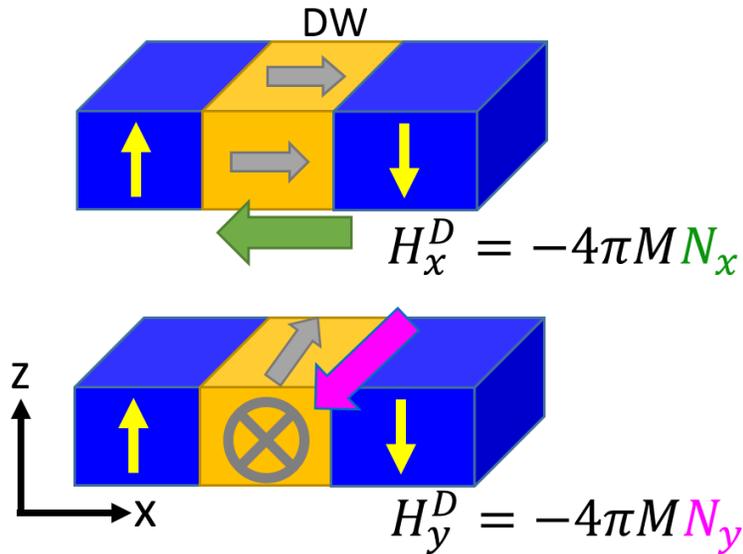


図 2.6 Demagnetising factor の細線モデル概略図

式 (2.17),(6.8) から、Walker breakdown field の変化は、静磁界の変化に伴う磁壁幅の変化によって決定される。

2.9 磁壁に加わる圧力の式

実効磁界が磁壁に与える影響は、磁壁に対して圧力をかけていることということが可能である。磁壁に加わる圧力の式は式 (2.19) で表される [25, 26]。

$$F(r) = 2M(r)Hd(r) + 2M(r)H_e - \frac{\sigma(r)}{r} - \frac{\partial\sigma}{\partial r} \quad (2.19)$$

$M(r)$, $Hd(r)$, $\sigma(r)$ は、それぞれ位置 r における飽和磁化、静磁界、及び磁壁エネルギー密度を表し、 H_e は外部磁界を表す。

本研究では、式 (2.19) を使用し、傾斜電界の磁界換算式を作成する。

第3章 数理モデル

本章では、シミュレーション対象の離散化方法、マイクロマグネティックシミュレーションで使用する磁化の挙動をシミュレートする LLG 方程式、方程式を計算するにあたって使用する数値解法である 4 次の Runge-Kutta 法、各実効磁界の計算方法を述べる。本研究で使用する磁化構造は、全て Bloch 磁壁を含んだ磁化構造である。

3.1 シミュレーションモデル

マイクロマグネティックシミュレーションを行うにあたり、シミュレーション対象を離散化する必要がある。シミュレーション対象は、磁性細線中に現れる磁壁とする。

シミュレーションモデルは、静磁界を解析的に求められる線厚・線幅無限モデル、線厚無限・線幅有限モデル、線厚・線幅有限モデルの 3 種類を扱う。後述する静磁界の計算方法の差異によりこれらのモデルを使用する。

線厚・線幅無限モデルは静磁界が解析的に求められることから、計算結果を解析式によって調べることが可能である。これより、線厚・線幅無限モデルによるシミュレーション結果が解析式と一致することを示し、シミュレーション結果の正当性を示す。

線厚無限・線幅有限モデルと線厚・線幅有限モデルでは静磁界は解析的に求められず、数値的に求めて計算を行う。ここで、線厚と線幅の大きさによって、無限における結果に対して定性的に一致するかを示し、シミュレーション結果の正当性を示す。

また、これらのシミュレーション結果と解析式の比較より、磁壁移動に関わる要素の数値的变化を示す。

本研究で呼称する 1 次元モデル、2 次元モデルとは、離散化方向による計算セルの配置によって決定される。

3.1.1 線厚 (y) ・線幅 (z) 無限モデル

このモデルでは、図 3.1 に示す離散化を行う。磁化の向きを求める点 (磁界観測点) は、計算セルの中心に等間隔で配置する。一つの計算セル内の磁化は、磁界観測点での磁化方向を向くと仮定する。このモデルでは、後述する静磁界が解析的に求められる。

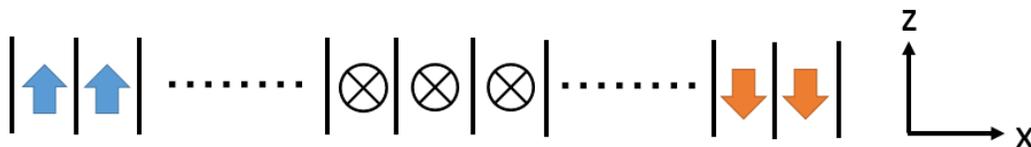


図 3.1 線厚・線幅無限 1 次元 Bloch 磁壁の離散化モデル

3.1.2 線厚 (y) 無限・線幅 (z) 有限モデル

対象とする計算領域は、図 3.2 のように離散化を行う。y 方向が十分に長いと仮定した直方体セルを x 方向に配置する。

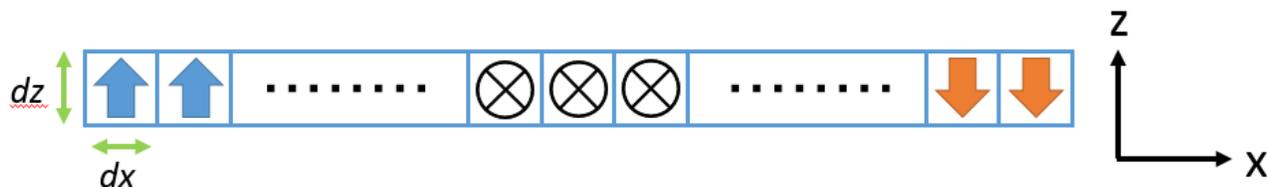


図 3.2 線厚無限・線幅有限 1 次元 Bloch 磁壁の離散化モデル

磁気モーメントの向きを求める点 (磁界観測点) は、計算領域の線厚 dz の中心部に等間隔で配置する。これらの点を中心に、計算領域を長方形領域で分割する。長方形の幅は dx とする。このとき、一つの長方形領域内の磁気モーメントは、図中に示すように、領域中心点での磁気モーメントと同じ方向を向くと仮定する。

3.1.3 線厚 (y)・線幅 (z) 有限モデル

1 次元モデル

対象とする計算領域は、図 3.3 に示す離散化を行う。直方体セルを x 方向に配置する。

磁気モーメントを求める点は、各計算セルの中心部に配置する。一つの計算セル内部では、磁気モーメントは全て、図中の矢印で示すように、磁界観測点の磁化と同じ方向を向くと仮定する。

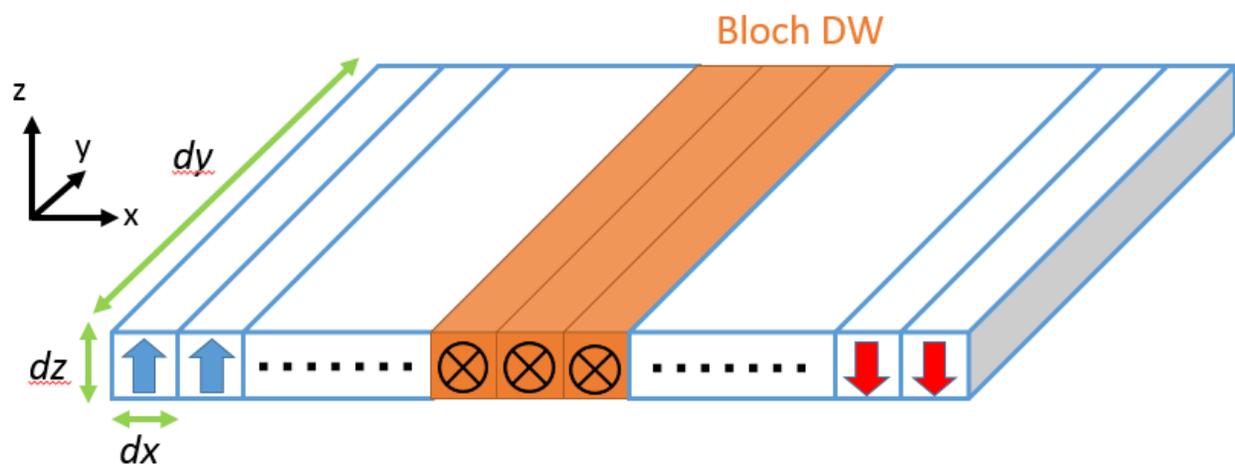


図 3.3 線厚・線幅有限 1 次元 Bloch 磁壁の離散化モデル

2 次元モデル

対象とする計算領域は図 3.4 に示す離散化を行う。直方体セルを x 方向、y 方向に配置する。

磁気モーメントを求める点は、各計算セルの中心部に配置する。一つの計算セル内部では、磁気モーメントは全て同じ方向を向くと仮定する。

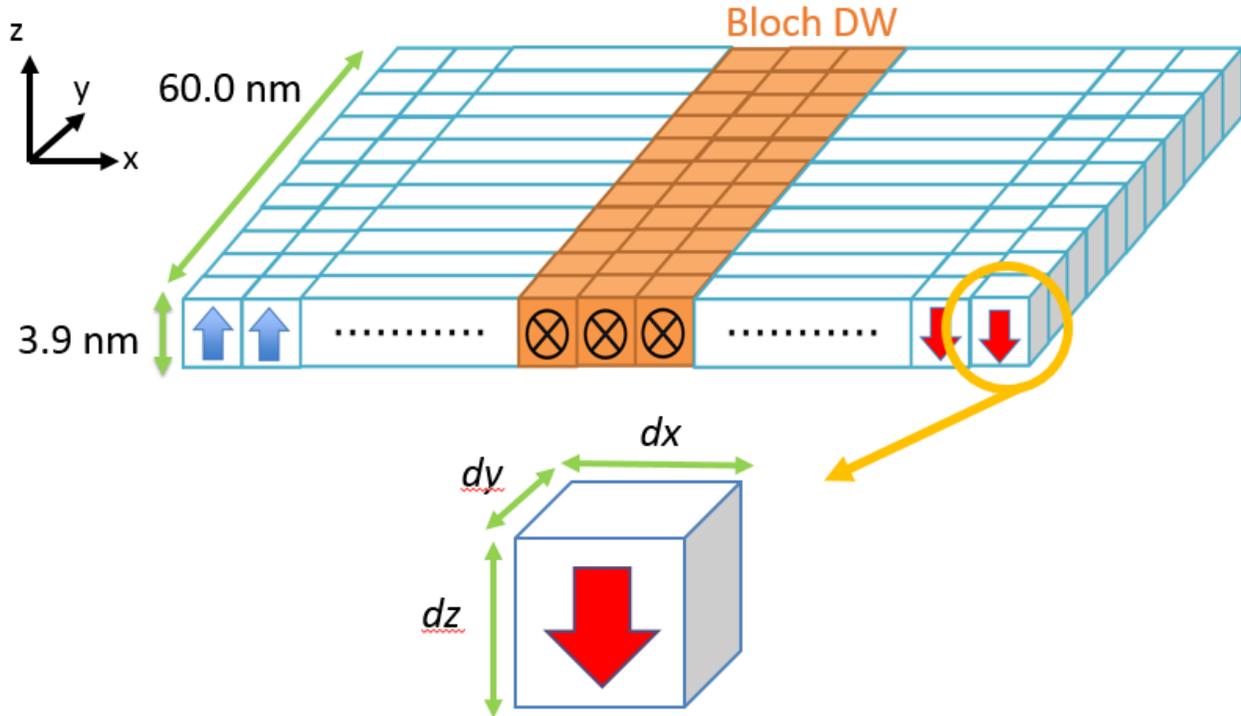


図 3.4 線厚・線幅有限 2 次元 Bloch 磁壁の離散化モデル

3.2 LLG 方程式の数値解法

3.2.1 LLG 方程式

LLG 方程式とは、原子磁気モーメントの運動を表す方程式である。式 (3.1) で表される (再掲)。

$$\dot{\vec{M}} = -|\gamma|(\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M}(\vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \tag{3.1}$$

\vec{M} は原子磁気モーメント、 \vec{H} は原子磁気モーメントに加わる実効磁界。 γ は磁気回転比、 α は損失定数、 M は飽和磁化である。 M 、 γ 、 α は材料によって変化する。この式では、右辺の $\vec{M} \times \vec{H}$ が原子磁気モーメントの歳差運動を表し、 $\vec{M} \times \dot{\vec{M}}$ が原子磁気モーメントの磁場方向への緩和運動を表す。

式 (3.1) では、磁気モーメントの変化量が式の左右に存在しており、このまま数値的に解くことができない。このため、式 (3.1) を陽に表す形に変形する。

式 (3.1) を $\dot{\vec{m}}$ について整理すると、式 (3.2) となる。

$$\dot{\vec{m}} = -|\gamma|\vec{m} \times \vec{H} + \alpha\vec{m} \times \dot{\vec{m}} \tag{3.2}$$

両辺に \vec{m} を掛けると

$$\begin{aligned}
\vec{m} \times \dot{\vec{m}} &= -|\gamma| \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}) + \alpha \vec{m} \times (\vec{m} \times \dot{\vec{m}}) \\
&= -|\gamma| \{ \vec{m}(\vec{m} \cdot \vec{H}) - \vec{H}(\vec{m} \cdot \vec{m}) \} + \alpha \{ \vec{m}(\vec{m} \cdot \dot{\vec{m}}) - \dot{\vec{m}}(\vec{m} \cdot \vec{m}) \} \\
&= \vec{m} \{ \alpha(\vec{m} \cdot \dot{\vec{m}}) - |\gamma|(\vec{m} \cdot \vec{H}) \} + (\vec{m} \cdot \vec{m})(|\gamma| \vec{H} - \alpha \dot{\vec{m}}) \\
&= \vec{m} \{ \alpha(\vec{m} \cdot \dot{\vec{m}}) - |\gamma|(\vec{m} \cdot \vec{H}) \} + |\vec{m}|^2 (|\gamma| \vec{H} - \alpha \dot{\vec{m}}) \\
&= -|\gamma| \vec{m}(\vec{m} \cdot \vec{H}) + |\gamma| \vec{H} - \alpha \dot{\vec{m}}
\end{aligned}$$

(3.2) 式の $\vec{m} \times \dot{\vec{m}}$ に代入すると、

$$\dot{\vec{m}} = |\gamma| \{ \alpha \vec{H} - \alpha \vec{m}(\vec{m} \cdot \vec{H}) - \vec{m} \times \vec{H} \} - \alpha^2 \dot{\vec{m}}$$

となり、両辺を整えると

$$\dot{\vec{m}} = \frac{|\gamma|}{1 + \alpha^2} \{ \alpha \vec{H} - \alpha \vec{m}(\vec{m} \cdot \vec{H}) - \vec{m} \times \vec{H} \} \quad (3.3)$$

$c = \frac{|\gamma|}{1 + \alpha^2}$ 、 $d = \vec{m} \cdot \vec{H}$ を代入すると、

$$\dot{\vec{m}} = c \{ -\vec{m} \times \vec{H} + \alpha(\vec{H} - d\vec{m}) \} \quad (3.4)$$

となる。これを各成分毎に分解すると、以下ようになる。

$$\dot{m}_x = c \{ -(m_y H_z - m_z H_y) + \alpha(H_x - d \cdot m_x) \} \quad (3.5)$$

$$\dot{m}_y = c \{ -(m_z H_x - m_x H_z) + \alpha(H_y - d \cdot m_y) \} \quad (3.6)$$

$$\dot{m}_z = c \{ -(m_x H_y - m_y H_x) + \alpha(H_z - d \cdot m_z) \} \quad (3.7)$$

導かれた式 (3.5),(3.6),(3.7) を用いて計算を行う。

3.2.2 4次のRunge-Kutta法

本研究では、LLG方程式を解くために、常微分方程式の近似解を求める手法の一つである、4次のRunge-Kutta法を使用する。

4次のRunge-Kutta法は、計算精度が4次の精度まで保証されており [27]、計算量と精度が両立可能な方法として広く用いられている。

Δt は時間変化を、 k は各計算点での勾配を表す。

$$\vec{m}(t + \Delta t) = \vec{m}(t) + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (3.8)$$

$$k_1 = \Delta t \cdot f(t, \vec{m}(t)) \quad (3.9)$$

$$k_2 = \Delta t \cdot f(t + \Delta t/2, \vec{m}(t) + \frac{k_1}{2}) \quad (3.10)$$

$$k_3 = \Delta t \cdot f(t + \Delta t/2, \vec{m}(t) + \frac{k_2}{2}) \quad (3.11)$$

$$k_4 = \Delta t \cdot f(t + \Delta t, \vec{m}(t) + k_3) \quad (3.12)$$

$$f(t, \vec{m}(t)) = (\vec{m}(t) \times \vec{H} + \alpha(c\vec{m}(t) - \vec{H})) \quad (3.13)$$

各 k の計算では、式 (3.5),(3.6),(3.7) を用いる。

$$f(t, m_x(t)) = c\{-(m_y H_z - m_z H_y) + \alpha(H_x - d \cdot m_x)\} \quad (3.14)$$

$$f(t, m_y(t)) = c\{-(m_z H_x - m_x H_z) + \alpha(H_y - d \cdot m_y)\} \quad (3.15)$$

$$f(t, m_z(t)) = c\{-(m_x H_y - m_y H_x) + \alpha(H_z - d \cdot m_z)\} \quad (3.16)$$

3.3 実効磁界計算

LLG 方程式を解くにあたり、各実効磁界を求める必要がある。本論文で対象とする実効磁界は式 (3.17) で表される。

$$H_{eff} = H_K + H_A + H_D + H_{ext} + H_{DMI} \quad (3.17)$$

3.3.1 異方性磁界計算

異方性磁界とは、磁気異方性エネルギーを変分し、磁界に換算したものである。

一軸磁気異方性とは、磁化がある一つの軸方向に向きやすい性質である。向きやすい軸を、磁化容易軸という。本研究では、磁気異方性は一軸磁気異方性とし、磁化容易軸方向を z 軸方向と仮定する。磁気異方性エネルギーは式 (3.18) で表され、異方性磁界は式 (3.19) で表される。 H_k は異方性磁界の強さを表す。 K_u は磁気異方性を表し、単位は erg/cm^3 である。

$$\epsilon^K = K_u(1 - m_z^2) \quad (3.18)$$

$$\vec{H}_K = -\frac{\delta\epsilon^K}{\delta\vec{M}} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2K_u}{M}m_z \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_k m_z \end{Bmatrix} \quad (3.19)$$

3.3.2 交換磁界計算

交換磁界とは、交換エネルギーを変分し、磁界に換算したものである。

交換エネルギーは式 (3.20) で表される。 A は交換スティッフネス定数を表し、単位は erg/cm である。

$$\epsilon^A = A(\nabla\vec{m})^2 = A\left(\left(\frac{\partial m_x}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_y}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial m_z}{\partial z}\right)^2\right) \quad (3.20)$$

変分による交換磁界は式 (3.21) で表される。 M は飽和磁化である。

$$\vec{H}_A = -\frac{\delta\epsilon^A}{\delta\vec{M}} \quad (3.21)$$

$$= -\frac{\partial\epsilon^A}{\partial\vec{M}} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial\vec{M}}{\partial x})}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial\vec{M}}{\partial y})}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial\vec{M}}{\partial z})}\right) \quad (3.22)$$

それぞれの成分ごとに分けると、

$$\begin{aligned} H_A^x &= \frac{\delta\epsilon^A}{\delta M_x} = \frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^A}{\partial m_x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_x}{\partial x})} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_x}{\partial y})} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_x}{\partial z})} \right) \right) \\ &= \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} H_A^y &= \frac{\delta\epsilon^A}{\delta M_y} = \frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^A}{\partial m_y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_y}{\partial x})} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_y}{\partial y})} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_y}{\partial z})} \right) \right) \\ &= \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} H_A^z &= \frac{\delta\epsilon^A}{\delta M_z} = \frac{1}{M_s} \left(-\frac{\partial\epsilon^A}{\partial m_z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_z}{\partial x})} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_z}{\partial y})} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\epsilon^A}{\partial(\frac{\partial m_z}{\partial z})} \right) \right) \\ &= \frac{2A}{M_s} \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (3.25)$$

各2階微分の項は中心差分近似より、式(3.26)~(3.28)で表される。

$$\frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} = \frac{m_{x_{i+1}} - 2m_{x_i} + m_{x_{i-1}}}{dx^2} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} = \frac{m_{y_{i+1}} - 2m_{y_i} + m_{y_{i-1}}}{dy^2} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} = \frac{m_{z_{i+1}} - 2m_{z_i} + m_{z_{i-1}}}{dz^2} \quad (3.28)$$

交換磁界は、隣接する磁化に対して影響を与えることから、対象の離散化方法により異なる。1次元離散化モデルの場合、計算セルはx方向のみ存在するため、交換磁界は式(3.29)で表される。対象の両端における境界条件は、固定境界条件とする。左端はz軸正の方向(0, 0, 1)、右端はz軸負の方向(0, 0, -1)とする。

$$\begin{aligned} \vec{H}_A &= -\frac{\delta\epsilon^A}{\delta \vec{M}} = \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} \\ &= \frac{2A}{Mdx^2} \left\{ \begin{array}{l} m_{x_{i+1}} - 2m_{x_i} + m_{x_{i-1}} \\ m_{y_{i+1}} - 2m_{y_i} + m_{y_{i-1}} \\ m_{z_{i+1}} - 2m_{z_i} + m_{z_{i-1}} \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (3.29)$$

2次元離散化モデルの場合、計算セルはx方向とy方向に配置されるため、y方向の隣接する磁化も計算する必要がある。交換磁界は式(3.30)で表される。

$$\begin{aligned} \vec{H}_A &= -\frac{\delta\epsilon^A}{\delta \vec{M}} = \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} \\ &= \frac{2A}{Mdx^2} \left\{ \begin{array}{l} m_{x_{i+1}} - 2m_{x_i} + m_{x_{i-1}} \\ m_{y_{i+1}} - 2m_{y_i} + m_{y_{i-1}} \\ m_{z_{i+1}} - 2m_{z_i} + m_{z_{i-1}} \end{array} \right\} + \frac{2A}{Mdy^2} \left\{ \begin{array}{l} m_{x_{i+1}} - 2m_{x_i} + m_{x_{i-1}} \\ m_{y_{i+1}} - 2m_{y_i} + m_{y_{i-1}} \\ m_{z_{i+1}} - 2m_{z_i} + m_{z_{i-1}} \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (3.30)$$

x軸方向の境界条件は、1次元計算と同様の固定境界条件とする。y軸方向の境界条件は自由境界条件とする。自由境界条件は、式(3.31)で表される。

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta n} = \frac{\vec{M}_1 - \vec{M}_0}{dy} = 0 \quad (3.31)$$

n は境界領域の法線部分、 dy は離散化セルの y 成分の大きさ、 \vec{M}_1 は境界にあるセル、 \vec{M}_0 は境界にあるセルの隣に仮想的に配置されるセルである。

3.3.3 静磁界計算

静磁界計算は、磁性体表面に出現する磁極によって発生する磁界を求める計算である。磁性体表面の形状は、対象の離散化方法により変化することから、一般的に数値的に求める必要がある。本研究では、解析的に求められる静磁界計算から数値的に解く必要がある静磁界計算までを扱う。

線厚・線幅無限モデルの静磁界計算

図 3.1 に示す離散化により、線厚・線幅無限における静磁界計算は、無限に長い平面同士が作成する磁界を求めることで解析的に算出可能である。解析解を算出するため、以下の状態を仮定する。

半径 a の円盤上に、面密度 σ で分布する磁極が、円の中心軸上に作り出す磁界を考える。円盤上の微小領域が作り出す磁界 ΔH は式 (3.32) で表される。

$$\begin{aligned}\Delta H &= \frac{\Delta r \cdot r \Delta \theta \cdot \sigma}{r^2 + z^2} & (3.32) \\ \Delta H_x &= \Delta H \cdot \frac{r}{\sqrt{r^2 + z^2}} \\ \Delta H_z &= \Delta H \cdot \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}}\end{aligned}$$

ΔH_x は、円中心から点対象の位置に存在する磁極同士が作り出す磁界の対称性から、積分すると 0 となる。これより、 ΔH_z のみを積分計算する。 ΔH_z を式変形すると、式 (3.33) となる。

$$\begin{aligned}\Delta H_z &= \Delta H \cdot \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} & (3.33) \\ &= 2\pi\sigma \cdot \frac{zr\Delta r}{(r^2 + z^2)^{3/2}}\end{aligned}$$

式 (3.33) を、円の中心から外周までの距離で積分すると、式 (3.34) となる。観測点の違いによって、正負が決定する。

$$\begin{aligned}H_z &= 2\pi\sigma \int_0^a \frac{zr}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dr & (3.34) \\ &= 2\pi\sigma [-\cos\theta]_0^{\text{Tan}^{-1}(a/z)} \quad (r = z\tan\theta, \quad r: 0 \rightarrow a, \quad \theta: 0 \rightarrow \pi/4) \\ &= 2\pi\sigma \left(1 - \frac{z}{a^2 + z^2}\right)\end{aligned}$$

これより、半径 a の円盤上の磁極が対象に作り出す磁界が求められた。ここで、半径 a を無限に大きい、すなわち無限平面と仮定すると、

$$H_z = 2\pi\sigma \quad (3.35)$$

となる。

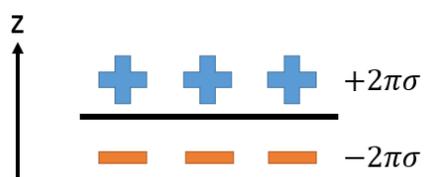


図 3.5 無限平面が作り出す磁界の概略図

これより、無限平面同士によって作り出される磁界は、図 3.6 となる。膜同士で挟まれない面での磁界は 0 となる。磁界は式 (3.36) で表される。

$$H_z = 4\pi\sigma \quad (3.36)$$

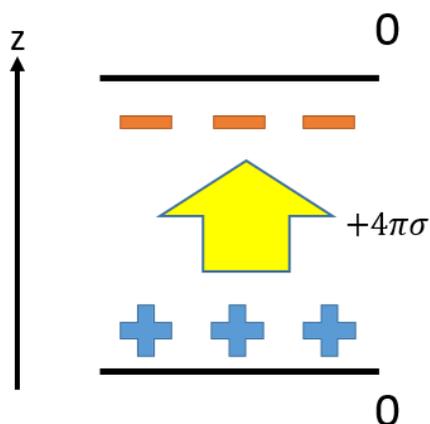


図 3.6 無限平面同士が作り出す磁界の概略図

これより、無限平面同士で形成される磁界が解析的に求められることが示された。本研究で使う離散化モデルにこの解析式を適用すると、図 3.7 に示すように、原子磁気モーメント m による磁極から発生する磁界となる。静磁界は、式 (3.37) で表される。

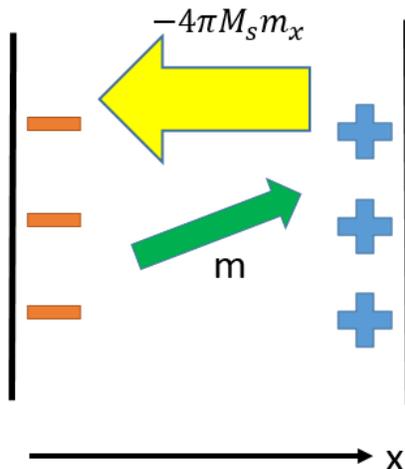


図 3.7 線厚・線幅無限モデルにおける静磁界の概略図

$$\vec{H}_D = \begin{Bmatrix} -4\pi M_s m_x \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3.37)$$

線厚無限・線幅有限モデルの静磁界計算

線厚・線幅ともに無限の場合、解析的に求められるが、どちらかが有限の長さの場合、他の計算セルから発生する磁界も考慮する必要があり、数値的に求める必要がある。

図 3.2 に示す離散化によって、計算領域内での磁化は長方形の辺にのみ現れる。対象の計算点における静磁界は、計算領域内部の全ての磁化が、対象の計算点に作り出す静磁界の和として数値的に求める。

始めに、計算セルの辺に現れる磁化が磁界観測点に作り出す静磁界を求める。計算領域内の一つの長方形の辺(面)と磁界観測点との関係を図 3.8 に示す。

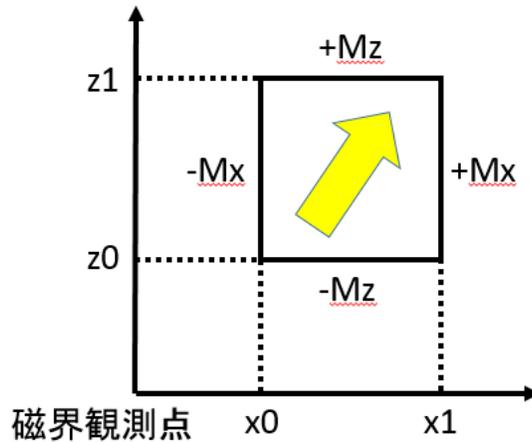


図 3.8 磁界観測点と対象セルの概略図

磁界観測点から最も近い頂点の (x, z) 座標をそれぞれ (x_0, z_0) とし、それぞれの辺分の長さを足した座標をそれぞれ (x_1, z_1) と表す。ここで長方形の各辺は、それぞれ面密度 $\pm Mx$ 、 $\pm Mz$ で磁極が分布しているとする。これら 4 つの辺を、 z 軸に平行な辺と x 軸に平行な辺とに分け、それぞれの辺に現れる磁極が磁界観測点に作り出す静磁界を求める。

まず、 z 軸に平行な右側の辺を対象とする。対象とする構造は y 方向に無限に同じ構造が続いている 2 次元構造であるために、観測点から (x_1, z) 離れたこの辺上の微小領域が観測点に作り出す磁界は、式 (3.38), (3.39) で表される。

$$\Delta H_x = -\frac{2}{\sqrt{x_1^2 + z^2}} \frac{x_1}{\sqrt{x_1^2 + z^2}} Mx \Delta z \quad (3.38)$$

$$\Delta H_z = -\frac{2}{\sqrt{x_1^2 + z^2}} \frac{z}{\sqrt{x_1^2 + z^2}} Mx \Delta z \quad (3.39)$$

この辺が観測点に作り出す磁界は、これらの磁界を扱う辺に渡って積分することによって求められる。

$$H_x = -2 \int_{z_0}^{z_1} \frac{x_1}{(x_1^2 + z^2)} Mx dz = -2Mx \left(\tan^{-1} \frac{z_1}{x_1} - \tan^{-1} \frac{z_0}{x_1} \right) \quad (3.40)$$

$$H_z = -2 \int_{z_0}^{z_1} \frac{z}{(x_1^2 + z^2)} Mx dz = -Mx [\log(x_1^2 + z_1^2) - \log(x_1^2 + z_0^2)] \quad (3.41)$$

$$\left(-\frac{\pi}{2} \leq \frac{z_1}{x_1} \leq \frac{\pi}{2}, \quad -\frac{\pi}{2} \leq \frac{z_0}{x_1} \leq \frac{\pi}{2} \right)$$

z 軸に平行なもう一方の辺が観測点に作る磁界も同様にして求められる。これら二つの辺が観測点に作り出す磁界は式 (3.42), (3.43) で表される。

$$H_x = -2Mx\left(\tan^{-1}\frac{z1}{x1} - \tan^{-1}\frac{z1}{x0} - \tan^{-1}\frac{z0}{x1} + \tan^{-1}\frac{z0}{x0}\right) = qxx \cdot mx \quad (3.42)$$

(ただし、 $\frac{z1}{x1}, \frac{z1}{x0}, \frac{z0}{x1}, \frac{z0}{x0}$ は $-\frac{2}{\pi}$ から $\frac{2}{\pi}$)

$$H_z = -Mx[\log(x1^2 + z1^2) - \log(x1^2 + z0^2) - \log(x0^2 + z1^2) + \log(x0^2 + z0^2)] = qxz \cdot mx \quad (3.43)$$

同様に、 x 軸に平行な辺が観測点に作り出す磁界は、式 (3.44),(3.45) で表される。

$$H_z = -2Mz\left(\tan^{-1}\frac{x1}{z1} - \tan^{-1}\frac{x1}{z0} - \tan^{-1}\frac{x0}{z1} + \tan^{-1}\frac{x0}{z0}\right) = qzz \cdot mz \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} H_x &= -Mx[\log(x1^2 + z1^2) - \log(x1^2 + z0^2) - \log(x0^2 + z1^2) + \log(x0^2 + z0^2)] \\ &= qxz \cdot mz = qxz \cdot mz \end{aligned} \quad (3.45)$$

式 (3.42)~(3.45) より、対象セル表面の磁極が磁界観測点に作る磁界は式 (3.46),(3.47) で表される。

$$H_x = qxx \cdot mx + qxz \cdot mz \quad (3.46)$$

$$H_z = qxz \cdot mx + qzz \cdot mz \quad (3.47)$$

qxx, qzz, qxz は、静磁界係数と呼ばれ、磁化の大きさ、並びに観測点と長方形の各点との距離のみによって決まる係数である。

本研究では、計算領域内で飽和磁化の大きさ、計算セルのセルサイズは全て一定であり、計算セルは同じ間隔で規則的に配置される。これより、静磁界係数はセルの間隔により決定される。 i 番目での計算点での静磁界は、式 (3.48)~(3.52) で表される。

$$H_x(i) = \sum_{j=1}^n [qxx(j-i) \cdot mx(j) + qxz(j-i) \cdot mz(j)] \quad (3.48)$$

$$H_z(i) = \sum_{j=1}^n [qxz(j-i) \cdot mx(j) + qzz(j-i) \cdot mz(j)] \quad (3.49)$$

$$qxx(k) = -2M \left(\tan^{-1} \frac{(0.5)dz}{(k+0.5)dx} - \tan^{-1} \frac{(0.5)dz}{(k-0.5)dx} - \tan^{-1} \frac{(-0.5)dz}{(k+0.5)dx} + \tan^{-1} \frac{(-0.5)dz}{(k-0.5)dx} \right) \quad (3.50)$$

$$qzz(k) = -2M \left(\tan^{-1} \frac{(k+0.5)dx}{(0.5)dz} - \tan^{-1} \frac{(k-0.5)dx}{(0.5)dz} - \tan^{-1} \frac{(k+0.5)dx}{(-0.5)dz} + \tan^{-1} \frac{(k-0.5)dx}{(-0.5)dz} \right) \quad (3.51)$$

$$\begin{aligned} qxz(k) &= -M \log [\{(k+0.5)dx\}^2 + (0.5dz)^2] + M \log [\{(k-0.5)dx\}^2 + (0.5dz)^2] \\ &\quad + M \log [\{(k+0.5)dx\}^2 + (-0.5dz)^2] - M \log [\{(k-0.5)dx\}^2 + (-0.5dz)^2] \quad (=0) \end{aligned} \quad (3.52)$$

n は計算点数、 dx および dz は計算セルの間隔及び線厚を表す。

全ての計算点で静磁界を求めるには、 $qxx(k), qzz(k)$ ($k = -n+1, -n+2, \dots, n-2, n-1$) の $2n-1$ 個の静磁界係数が必要となる。ただし、静磁界係数の対称性 ($qxx(k) = qxx(-k), qzz(k) = qzz(-k)$) から、必要な静磁界係数は n 個である。

静磁界計算にかかる計算時間は、式 (3.48)(3.49) から、 $O(n^2)$ となる。

線厚・線幅有限モデルの静磁界計算

2次元 Bloch 磁壁、あるいは 1次元 Bloch 磁壁計算では、対象とする計算領域を図 3.4,3.3 に示すように直方体セルを用いて離散化する。

磁気モーメントを求める点は、各計算セルの中心部に配置する。一つの計算セル内部では、磁気モーメントは全て同じ方向を向くと仮定する。この仮定より、計算領域内に現れる磁化は全て、計算セルの表面に現れる。対象の計算点における静磁界は、計算領域内の全ての磁化が対象に作り出す静磁界の和として数値的に求められる。

始めに、計算セルの辺に現れる磁化が磁界観測点に作り出す静磁界を求める。計算領域内部の一つの計算セルと磁界観測点との関係は、図 (3.9) で表される。

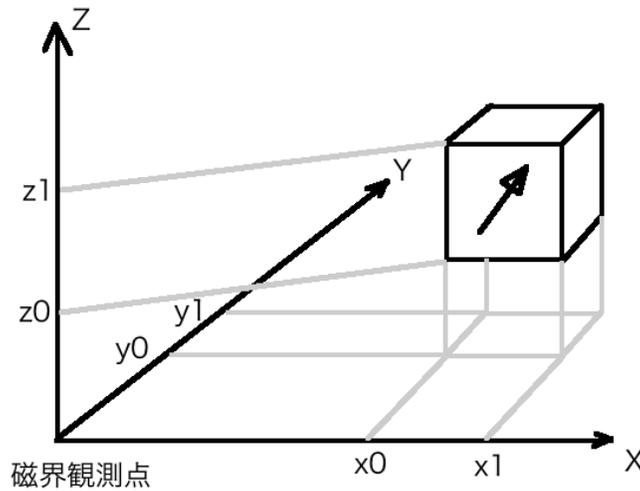


図 3.9 磁界観測点と対象セルの概略図

計算セルの各面は、 $x-y, y-z, z-x$ 面にそれぞれ平行であるとする。各面は、それぞれ面密度 $\pm M_x, \pm M_y, \pm M_z$ で磁化が分布するとする。これらの 6 つの面をそれぞれ $y-z$ 面に、 $x-z$ 面に、 $x-y$ 面に平行な面に分け、それぞれの面に現れる磁化が観測点に作る磁界を作る。

まず $y-z$ 面に平行な右側の面を考える。観測点から (x_1, y, z) 離れたこの面上の微小領域が観測点に作り出す磁界は、式 (3.53) で表される。

$$\Delta H_x = -\frac{M_x x_1}{r^2} \frac{1}{r} \Delta y \Delta z, \quad \Delta H_y = -\frac{M_x y}{r^2} \frac{y}{r} \Delta y \Delta z, \quad \Delta H_z = -\frac{M_z z}{r^2} \frac{z}{r} \Delta y \Delta z \quad (3.53)$$

$$r = \sqrt{x_1^2 + y^2 + z^2}$$

対象とする面上の磁化が観測点に作り出す磁界は、これらの磁界を扱う面にわたって積分することによって求められる。

$$H_x = \int_{z_0}^{z_1} \int_{y_0}^{y_1} \Delta H_x, \quad H_y = \int_{z_0}^{z_1} \int_{y_0}^{y_1} \Delta H_y, \quad H_z = \int_{z_0}^{z_1} \int_{y_0}^{y_1} \Delta H_z \quad (3.54)$$

同様に $y-z$ 面に平行な左側の面上の磁化が観測点に作り出す磁界を求めて、これらの式をまとめる。同様の操作を $x-z$ 面に平行な面と $x-y$ 面に平行な面で行い、それぞれをまとめると、計算セル上の観測点に作り出す磁界は、式 (3.55) で表される。

$$\begin{aligned} H_x &= q_{xx} \cdot mx + q_{xy} \cdot my + q_{xz} \cdot mz \\ H_y &= q_{xy} \cdot mx + q_{yy} \cdot my + q_{yz} \cdot mz \\ H_z &= q_{xz} \cdot mx + q_{yz} \cdot my + q_{zz} \cdot mz \end{aligned} \quad (3.55)$$

本研究では、各計算セルは同じ大きさであり、同じ間隔で並んでいるために、ある計算点が他の計算点に作り出す静磁界を求めるために使う静磁界係数は、これらの点の間隔だけで決まる。このことより、第 (i, j) 番目の計算点での静磁界は、式 (3.56)~(3.58) で表される。計算点に静磁界を及ぼす他の計算点の座標を (is, js) とする。

$$\begin{aligned} H_x(i, j) &= \sum_{is=1}^{nx} \sum_{js=1}^{ny} \left[q_{xx}(is-i, js-j) \cdot mx(is, js) + q_{xy}(is-i, js-j) \cdot my(is, js) \right. \\ &\quad \left. + q_{xz}(is-i, js-j) \cdot mz(is, js) \right] \end{aligned} \quad (3.56)$$

$$\begin{aligned} H_y(i, j) &= \sum_{is=1}^{nx} \sum_{js=1}^{ny} \left[q_{xy}(is-i, js-j) \cdot mx(is, js) + q_{yy}(is-i, js-j) \cdot my(is, js) \right. \\ &\quad \left. + q_{yz}(is-i, js-j) \cdot mz(is, js) \right] \end{aligned} \quad (3.57)$$

$$\begin{aligned} H_z(i, j) &= \sum_{is=1}^{nx} \sum_{js=1}^{ny} \left[q_{xz}(is-i, js-j) \cdot mx(is, js) + q_{yz}(is-i, js-j) \cdot my(is, js) \right. \\ &\quad \left. + q_{zz}(is-i, js-j) \cdot mz(is, js) \right] \end{aligned} \quad (3.58)$$

nx, ny はそれぞれ x, y 方向の計算点数を表す。ただし、今回の計算では、線厚方向を分割しない2次元計算であるために、上記の静磁界係数のうち、 q_{xy}, q_{xz}, q_{yz} の静磁界は0、あるいは0に近い値となる。

すべての計算点で静磁界を求める計算を行うには、 $q_{xx}(i, j), q_{yy}(i, j), q_{zz}(i, j), q_{xy}(i, j), q_{xz}(i, j), q_{yz}(i, j), i = -nx + 1, \dots, nx - 1, j = -ny + 1, \dots, ny - 1$ の約 $4 \times nx \times ny$ 組の静磁界係数が必要となる。しかしながら静磁界係数の対称性から、必要な静磁界係数は $nx \times ny$ 組である。

実効磁界の計算の中で一番計算量が多いのが、静磁界計算であり、計算量は $O(n^2)$ (n は計算点数) である。他の実効磁界計算量 $O(n)$ より多く、計算量の減少が必要となる。

3.3.4 静磁界計算高速化

前項で、計算時間の大部分が静磁界計算に費やされていることを述べた。この静磁界計算の時間を短縮するため、本研究では離散高速フーリエ変換を用いて高速化を図る。

3.3.5 離散高速フーリエ変換を用いた Convolution 演算の高速計算

静磁界計算の式 (3.56)~(3.58) は、 $nx = ny = n$ と仮定すると式 (3.59) と同一の構造となる。

$$A(i) = \sum_{j=1}^n C(j-i) \cdot B(j) \quad (i = 1, 2, \dots, n)(n = 2^m) \quad (3.59)$$

ここで A, B はそれぞれ長さ n のベクトル、 C は長さ $2n - 1$ のベクトル、 n は二の累乗の数とする。式 (3.59) で表される演算は Convolution 演算と呼ばれ、 $A(1) \dots A(n)$ を全て求めるために必要な計算量は $O(n^2)$ であることが知られている。これより、静磁界計算は Convolution 演算である。

周期構造での Convolution 演算

始めに、 B および C が周期 n の周期関数と仮定した場合の Convolution 演算高速化を説明する。

周期性より、 C は長さ n のベクトルで表される。このとき Convolution 演算は離散フーリエ変換を用いて、以下のように計算する。

1. B および C のフーリエ成分 Br (B のフーリエ成分の実数部)、 Bi (B のフーリエ成分の虚数部)、 Cr (C のフーリエ成分の実数部)、 Ci (C のフーリエ成分の虚数部) を、フーリエ変換を行い求める。
2. 求めたフーリエ成分の各成分を直接掛け合わせ、結果をそれぞれ Ar (A のフーリエ成分の実数部)、 Ai (A のフーリエ成分の虚数部) とする。

$$Ar(i) = Br(i) \cdot Cr(i) - Bi(i) \cdot Ci(i) \quad (3.60)$$

$$Ai(i) = Br(i) \cdot Ci(i) + Bi(i) \cdot Cr(i) \quad i = 1 \dots n \quad (3.61)$$

3. Ar, Ai を逆フーリエ変換する。このとき得られたものの実数部が求める A である。

上記の手順に従い計算を行ったときの計算時間は以下の通り。

- 1.3. は長さ n のベクトルの離散フーリエ変換及び逆変換のため、かかる時間は $O(n \log(n))$ である。
- 2. は計算時間は $O(n)$ に比例する。

したがって全ての計算は $O(n \log(n))$ で計算可能である。

非周期構造での Convolution 演算

前項は、計算対象が周期構造を持つ場合に適応可能な手法だが、対象が周期構造を持たない一般の場合に対しても、ゼロパディング手法を用いることにより適応させることが可能である。

まず、長さ n のベクトル B 及び C を以下のように長さ $2n$ のベクトルに拡張し、それぞれ B', C' とする。

$$B' : B(1), B(2) \dots B(n), 0, 0 \dots 0$$

$$C' : 0, C(-n+1), C(-n+2) \dots C(0), C(1), \dots C(n-1)$$

ベクトル B' は、 B の成分に対して要素が 0 の n 個の成分を付け加えたものとする。ベクトル C' は、元々の Convolution 演算に必要な $2n - 1$ 個の要素と、一つの 0 の成分からなるものとする。このようにして得られた B', C' に対して、上記の手順に従い計算を行う。得られたベクトルを A' とすると、 $A'(n+1) \dots A'(2n)$ の成分が求める演算の解である。

これより、非周期構造での Convolution 演算が離散高速フーリエ変換で計算可能であることを示した。静磁界計算は離散高速フーリエ変換の適用により、 $O(n \log(n))$ の計算量に減少した。

3.4 DMI

DMI 磁界は DMI によるエネルギーを変分して求める。薄膜における DMI エネルギーは式 (3.62) に表される [20]。

$$\epsilon^{DMI} = D(m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} + m_z \frac{\partial m_y}{\partial y} - m_y \frac{\partial m_z}{\partial y}) \quad (3.62)$$

式 (3.62) を変分して求める DMI 磁界は式 (3.63) で表される。

$$\vec{H}_{DMI} = -\frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \vec{M}} \quad (3.63)$$

式 (3.63) を各成分ごとに分解し整理したものが式 (3.64)~(3.66) である。

$$H_{DMI}^x = \frac{2D}{M_s} \frac{\partial m_z}{\partial x} \quad (3.64)$$

$$H_{DMI}^y = \frac{2D}{M_s} \frac{\partial m_z}{\partial y} \quad (3.65)$$

$$H_{DMI}^z = \frac{2D}{M_s} \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \quad (3.66)$$

式 (3.64)~(3.66) の各微分方程式を離散化することにより、式 (3.67) が得られる。

$$\vec{H}_{DMI} = -\frac{\partial \epsilon^{DMI}}{\partial \vec{M}} = \frac{2D}{M_s} \left\{ \begin{array}{c} -\frac{m_{z_{i+1}} - m_{z_{i-1}}}{2dx} \\ -\frac{m_{z_{j+1}} - m_{z_{j-1}}}{2dy} \\ \frac{m_{x_{i+1}} - m_{x_{i-1}}}{2dx} + \frac{m_{y_{j+1}} - m_{y_{j-1}}}{2dy} \end{array} \right\} \quad (3.67)$$

第4章 傾斜電界効果

本章では、本研究で提案する傾斜電界の概要とその数理モデルについて述べる。

4.1 傾斜電界効果概要

現在、電界効果に関する研究が様々報告されていることは既に述べたが、磁界やスピン電流などを磁性体にか、かつ電界をかけることによる効果に関する報告のみである。つまり、電界は磁壁移動のアシストとして研究されており、電界効果のみを利用した磁壁移動は、現在報告されていない [11-14, 21, 22]。

電界効果のみで磁壁移動をするために、我々は磁壁エネルギー σ に着目した。 σ は式 (4.1) で表される。

$$\sigma = 4\sqrt{AK_u} \quad (4.1)$$

A は交換スティーフネス定数、 K_u は磁気異方性を表す。磁気異方性は、磁壁が位置している場所での値である。

近年の研究では、図 (4.1) に示すように、磁性体に対して一様な電界をかけている [11-14, 21, 22]。一様な電界を与えることで、磁壁の各場所では、磁気異方性が一様に減少し、磁壁幅が増大する。磁壁エネルギーも一様に減少するが、各場所毎の磁壁エネルギーに差が発生しないため、磁壁は移動しない。

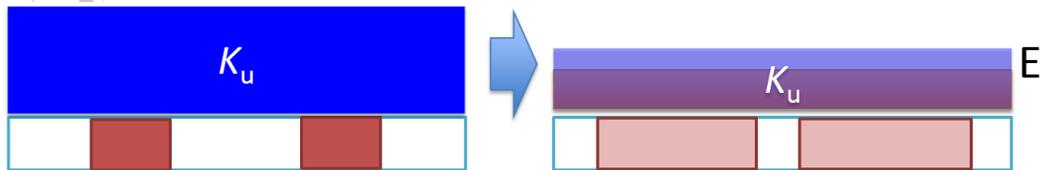


図 4.1 一様電界による磁壁エネルギーの変化

そこで我々は、場所毎の磁壁エネルギーに差をつけるため、傾斜電界を磁壁にかける手法を提案する。図 (4.2) は傾斜電界による磁壁エネルギー変化の概略図である。場所毎に電界の強さを変化させ、磁気異方性の変化を場所毎に変化させることにより、磁壁エネルギーの差が生まれ、磁壁が移動する。

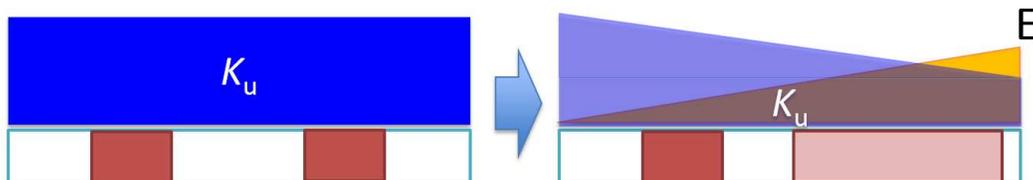


図 4.2 概略：傾斜電界による磁壁エネルギーの変化

本研究では、場所毎の磁気異方性の変化を、異方性減少率 ΔK_u と定義する。

4.2 数理モデル

傾斜電界効果は、場所毎の磁気異方性を線形に変化させることで実装した。図4.3に概略図を示す。

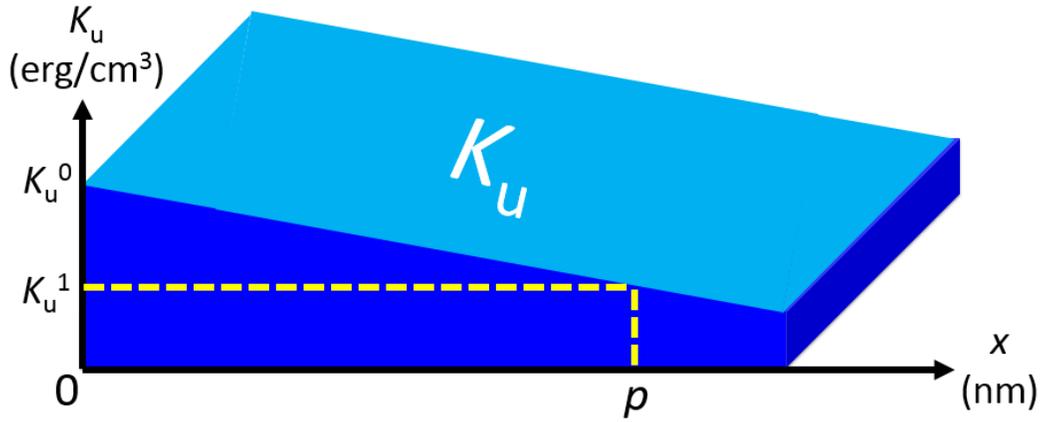


図 4.3 傾斜電界の計算モデル概略

K_u^0 は磁気異方性の初期値であり、 K_u^1 は磁壁位置における磁気異方性を表す。 p は出発点に対する各計算セルの位置を示す。

本研究では、場所毎の磁気異方性の減少量を、磁気異方性減少率を ΔK_u と定義した。 ΔK_u は式(4.2)で表される。

$$\Delta K_u = \frac{|K_u^1 - K_u^0|}{p} \quad (4.2)$$

離散化モデルに適応させ、 i 番目の計算セルにおける磁気異方性の大きさを決定する式が、式(4.3)である。

$$K_u^i = K_u - \frac{\Delta K_u \cdot p_i}{dx} \quad (4.3)$$

第5章 磁界による磁壁移動シミュレーション

本章では、磁性体に外部磁界をかけた場合の磁壁移動シミュレーション結果を説明する。線厚 (dy) と線幅 (dz) の離散化条件と、 y 方向の離散化の違いによって、4つのモデルを使用する。

はじめに、1次元線厚・線幅無限モデルによるシミュレーションを行う。これは静磁界が解析的に求められることから、計算結果を解析式によって調べることが可能である。これより、線厚・線幅無限モデルによるシミュレーション結果が解析式と一致することを示し、シミュレーション結果の正当性を示す。

次に、1次元線厚無限・線幅有限モデルによるシミュレーションと、1次元線厚・線幅有限モデルによるシミュレーションを行う。これらは静磁界を解析的に求められず、数値的に求めて計算を行う。ここで、線厚と線幅の大きさによって、無限における結果に対して定性的に一致するかを示し、シミュレーション結果の正当性を示す。

最後に2次元線厚・線幅有限モデルによるシミュレーションを行う。これと1次元線厚・線幅モデルによるシミュレーション結果と比較し、2次元シミュレーション結果の正当性を示す。

また、これらシミュレーションによる調査と、解析式からの調査より、磁壁移動に関わる要素の数値的变化を示す。

5.1 材料定数

材料は Co/Ni 磁性細線を想定する [28]。材料定数を以下に示す。

- 磁気異方性: $K_u = 4.1 \text{ Merg/cm}^3$
- 飽和磁化 $M_s = 660 \text{ emu/cm}^3$
- 交換スティーフネス定数 $A = 1 \text{ } \mu\text{erg/cm}$
- 損失定数 $\alpha = 0.02$
- 磁気回転比 $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ rad/(s} \cdot \text{Oe)}$
- 磁壁幅解析解 $l_w^{analy} = \pi \sqrt{A/K_u} = 15.52 \text{ nm}$

5.2 1次元：線厚・線幅無限モデル

このモデルは、線厚 (dy) と線幅 (dz) を無限の長さとしたモデルである。

5.2.1 計算条件

計算条件を以下に示す。

- 格子点数 $n = 192$
- 時間刻み $dt = 0.05 \text{ ps}$
- 計算終了時間 $t = 200 \text{ ns}$
- セルサイズ

$$- dx = 1 \text{ nm}$$

- 外部磁界 $H_{ext} = 10 \sim 150$ Oe

5.2.2 計算結果

線厚・線幅無限の結果、及び解析式との比較を示す。Steady motion 時の磁壁移動速度は計算終了時の磁壁移動速度、Precessional motion 時の磁壁移動速度は、最初の周期における平均速度を使用した。

図 5.1, 5.2 は、Steady motion での磁壁速度と、Precessional motion での磁壁速度を示したものである。

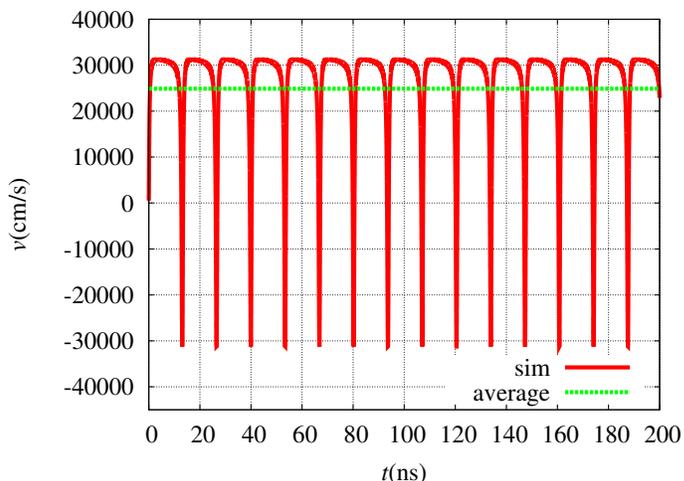
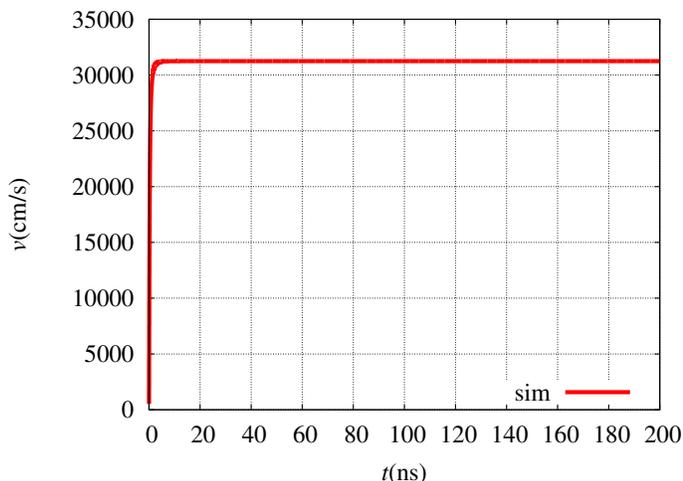


図 5.1 Steady motion での磁壁移動速度 ($H_{ext} = 82$ Oe)

図 5.2 Precessional motion での磁壁移動速度 ($H_{ext} = 84$ Oe)

Steady motion では、磁壁移動速度が一定を保ちつつ移動するのに対し、Precessional motion においては、磁壁が前後に動きながら移動しているため、磁壁移動速度が周期的に変化している。これより、各磁界による磁壁移動速度の変化を、以下のように算出する。

- Steady motion では、計算終了時の磁壁移動速度
- Precessional motion では、最初の周期で求まる磁壁移動速度の平均値

以後、全ての磁界移動シミュレーションにおいて、上記の方法を使用して各磁界に対する磁壁移動速度を算出する。

図 5.3 は、線厚・線幅無限における、磁界の強さによる磁壁移動速度の変化を示している。

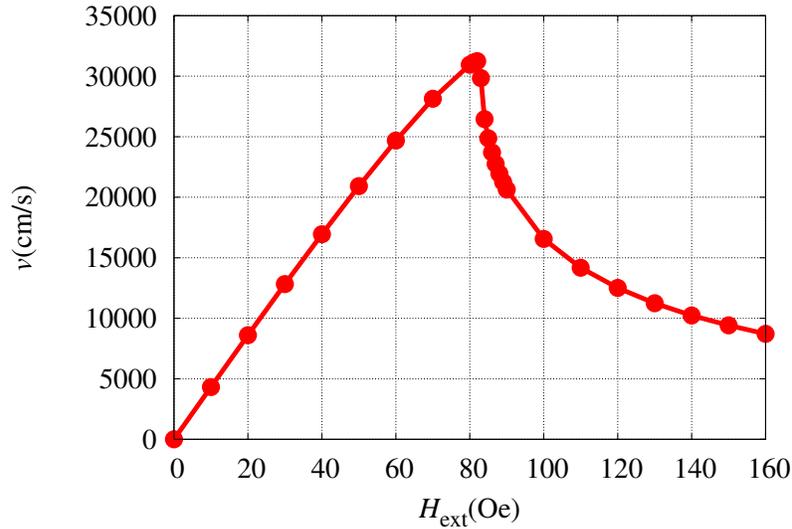


図 5.3 線厚・線幅無限の磁壁速度変化

外部磁界 $H_{ext} = 82$ Oe までは、磁壁移動速度が線形に上昇し、以後 Precessional motion が起きていることが分かった。これより、Walker breakdown field は、 $H_w = 82$ Oe であることがシミュレーションから確認された。

5.2.3 解析式による調査

解析式 (5.1)~(5.4) は、それぞれ Steady motion における磁壁移動速度の解析式、Precessional motion における磁壁移動速度の解析式、Walker breakdown field の解析式、磁壁幅の解析式 [18] を表す (再掲)。

$$v_{stdy} = \frac{\gamma l_w}{\pi \alpha} H_{ext} \quad (5.1)$$

$$v_{prc} = \frac{\gamma l_w}{\pi \alpha} H_{ext} - \frac{\gamma l_w}{\pi \alpha} \frac{\sqrt{H_{ext}^2 - H_w^2}}{1 + \alpha^2} \quad (5.2)$$

$$H_w = 2\pi \alpha M_s \quad (5.3)$$

$$l_w = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (5.4)$$

解析式の結果とシミュレーション結果を比較したのが図 5.4 である。

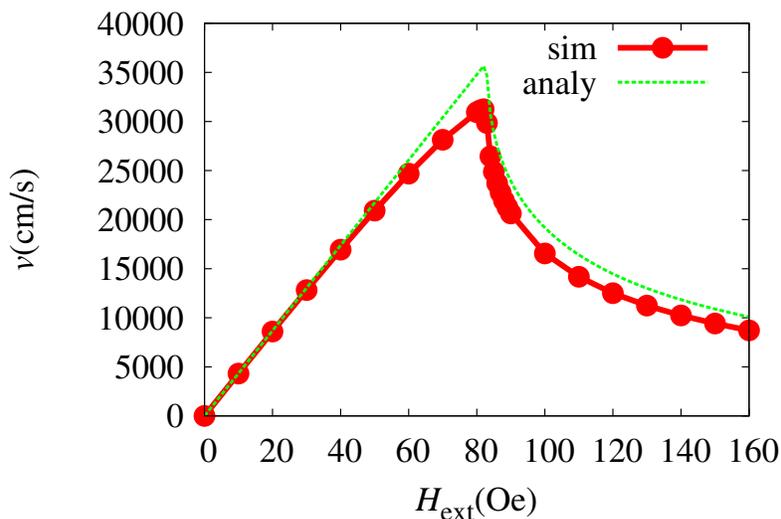


図 5.4 シミュレーション結果と解析式の結果比較

式 (5.3) より求まる Walker breakdown field の解析解は、 $H_w = 82.94$ Oe である。Precessional motion の発生は 83 Oe から観測されており、シミュレーション結果と解析結果は良く一致している。しかしながら、Walker breakdown field に近づくに従い、解析解の移動度とシミュレーションの磁壁移動速度の移動度に誤差がみられる。この理由は、解析式の磁壁移動速度が、図 5.5 に示す磁化構造の動的変化による磁壁幅を考慮していないからと考えられる。

図 5.5 は、シミュレーションによる各磁界での磁壁幅を示したものである。

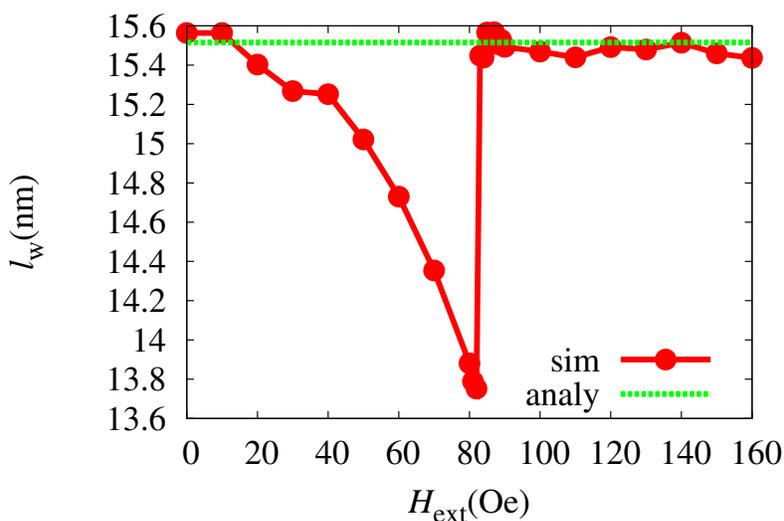


図 5.5 シミュレーションによる各磁界での磁壁幅

図 5.5 より、磁壁移動速度の上昇に伴い磁壁幅が減少していることが分かる。ここから、数値的に求めた磁壁幅 l_w を解析式に代入し、改めてシミュレーション結果と比較したのが図 5.6 である。

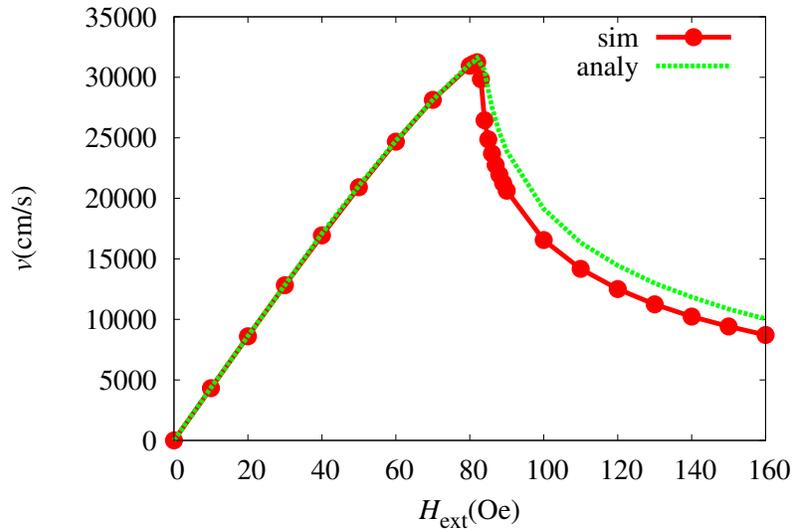


図 5.6 各磁界に対する磁壁移動速度と解析式比較

これより、解析式とシミュレーション結果の一致を確認した。解析式 (5.1),(5.2) と結果から、シミュレーションで求められる磁壁移動速度変化に関わる条件として、外部磁界の強さと磁壁幅が関係することが分かった。

5.3 1次元：線厚無限・線幅有限モデル

このモデルは、線厚 (dy) を無限、線幅 (dz) を有限の長さとしたモデルである。

5.3.1 計算条件

計算条件を以下に示す。

- 格子点数 $n = 192$
- 時間刻み $dt = 0.05$ ps
- 計算終了時間 $t = 200$ ns
- セルサイズ
 - $dx = 1$ nm
 - $dz = 3.9$ nm
- 外部磁界 $H_{ext} = 1 \sim 10$ Oe

5.3.2 計算結果

各磁界に対する磁壁移動速度をシミュレーションから求めた。結果を図 5.7 に示す。

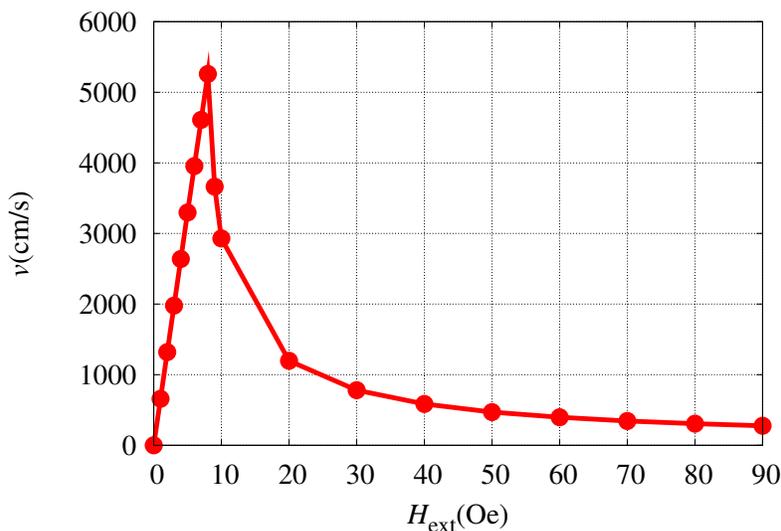


図 5.7 線厚無限・線幅有限 ($dz = 3.9 \text{ nm}$) の磁壁速度変化

磁壁移動のピーク速度や、Walker breakdown field の低下が確認された。このシミュレーション結果を確認するため、線幅を変化させて磁壁移動シミュレーションを行い、線厚・線幅無限のシミュレーション結果に近似可能かを調べた。変化したパラメータは、以下の通り。

$dz = 2000, 1000, 800, 500, 200, 100, 80, 50, 20, 10, 8, 5, 3.9 \text{ nm}$

図 5.8, 5.9 は、線厚無限・線幅有限における、磁界の強さに対する磁壁移動速度の変化を示している。 $dz = \text{inf}$ は、図 5.3 の結果を使用している。

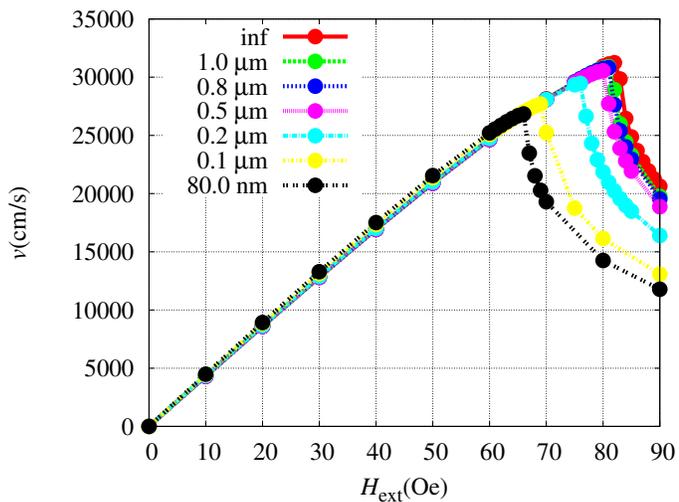


図 5.8 線幅変化 ($dz = 80 \sim 1000 \text{ nm}$) による磁壁速度変化

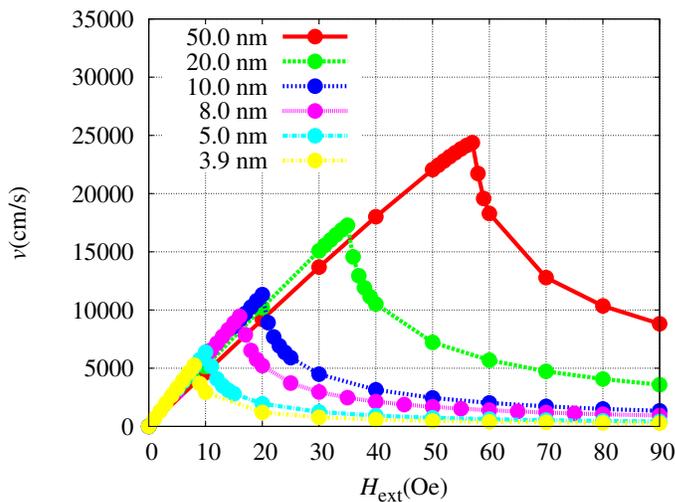


図 5.9 線幅変化 ($dz = 3.9 \sim 50 \text{ nm}$) による磁壁速度変化

線幅の減少に伴い、Walker breakdown field、ピーク磁壁移動速度が共に減少していることが確認された。また、磁壁の移動度が、 dz の減少に伴い上昇していることが分かった。図 5.10 に各線幅による Walker breakdown field の変化、図 5.28 に各線幅による磁壁幅の変化を示す。

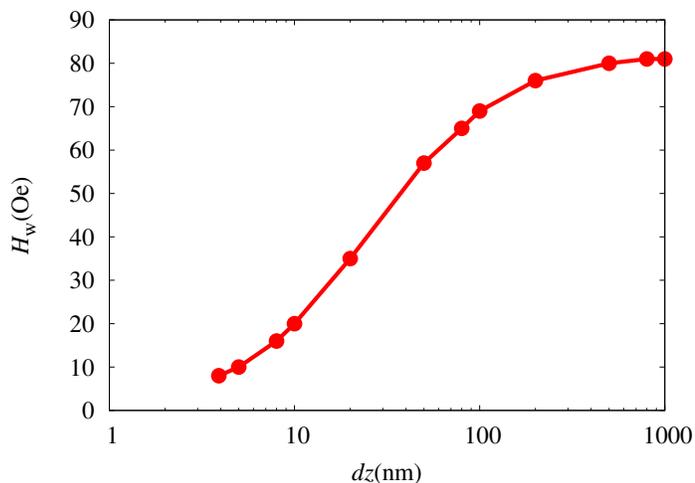


図 5.10 線幅変化による Walker breakdown field 変化

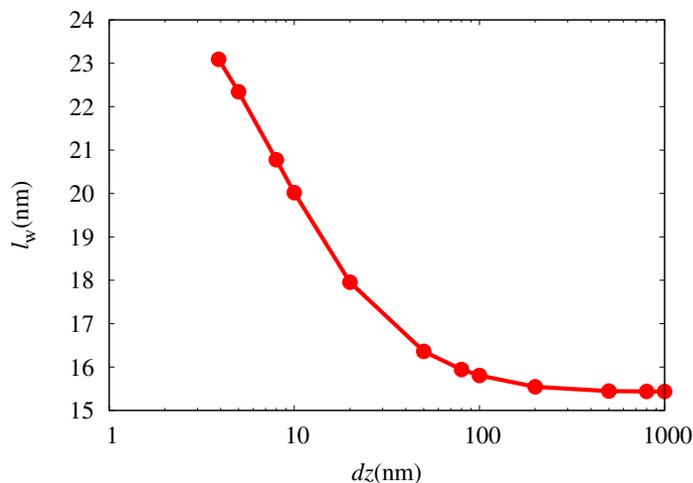


図 5.11 線幅変化による磁壁幅変化

線幅減少に伴う磁壁の移動度上昇は、磁壁幅の上昇による速度上昇効果であることが示された。また、線幅による Walker breakdown field の減少が定性的に示された。

5.3.3 解析式による調査

解析式は先程と同じ、式 (5.1),(5.2) を使用した。各線幅での磁界移動シミュレーションと解析式結果を比較したものが図 5.12~5.23 である。Walker breakdown field はシミュレーションから求めたものを使用している。

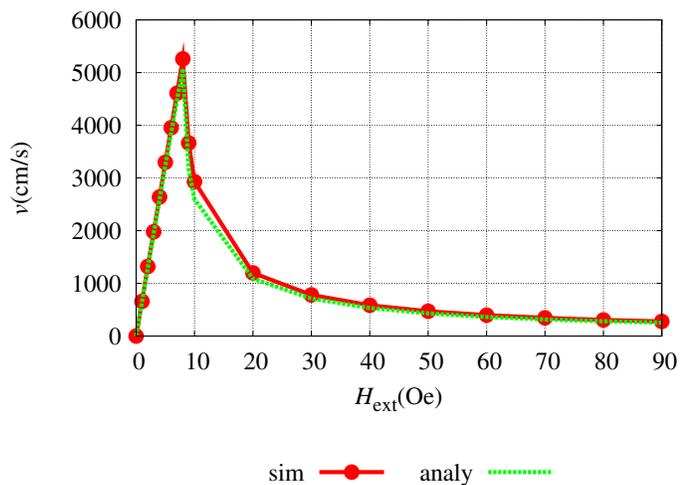


図 5.12 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 3.9$ nm)

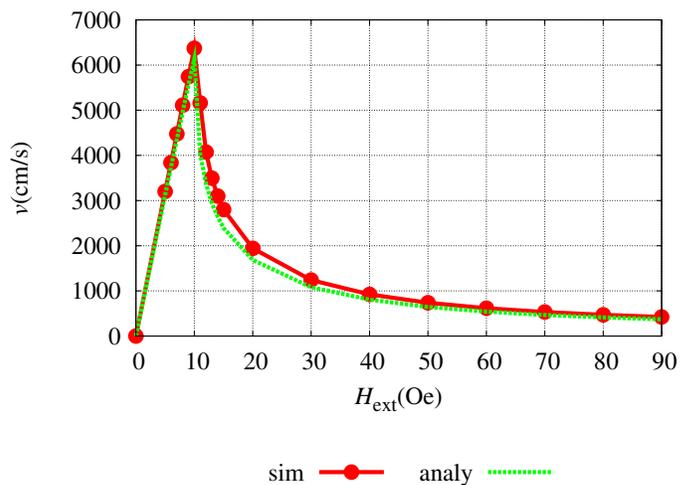


図 5.13 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 5.0$ nm)

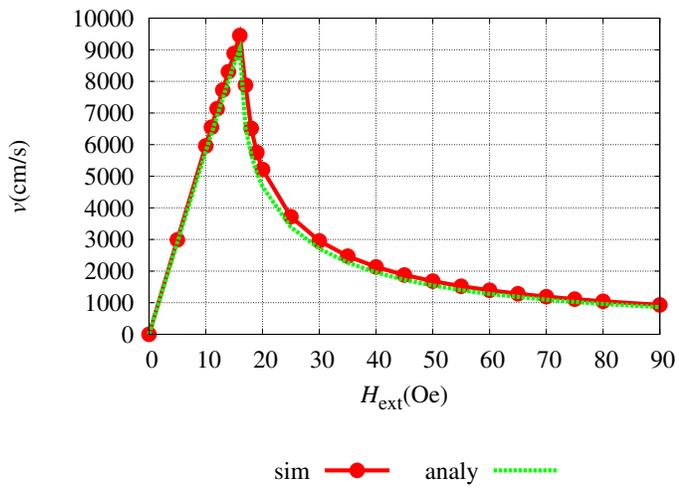


図 5.14 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 8.0$ nm)

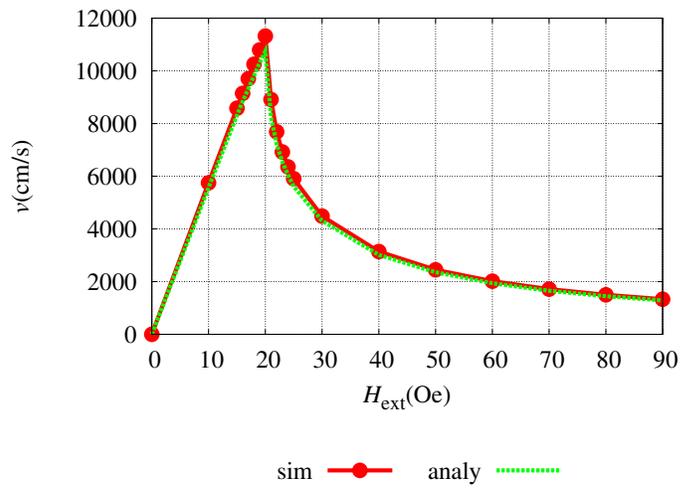


図 5.15 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 10.0$ nm)

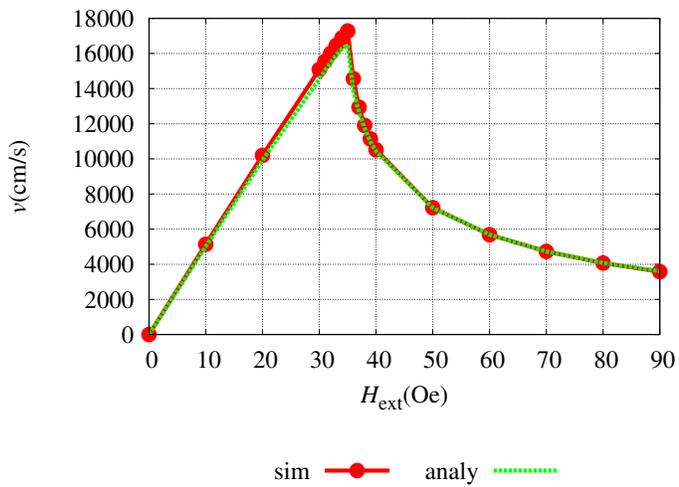


図 5.16 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 20.0$ nm)

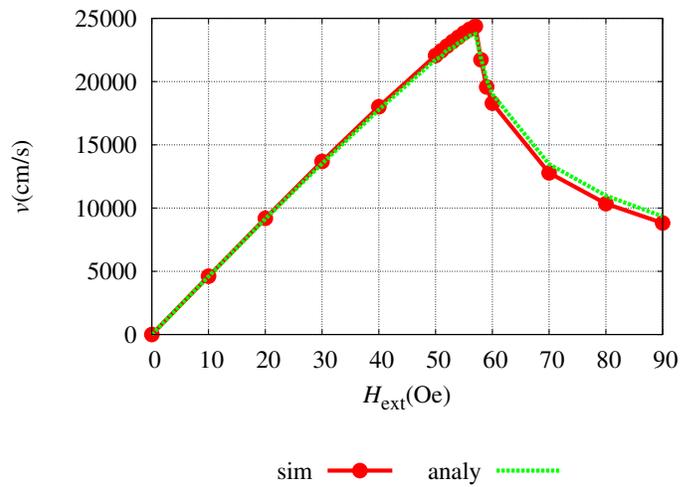


図 5.17 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 50.0$ nm)

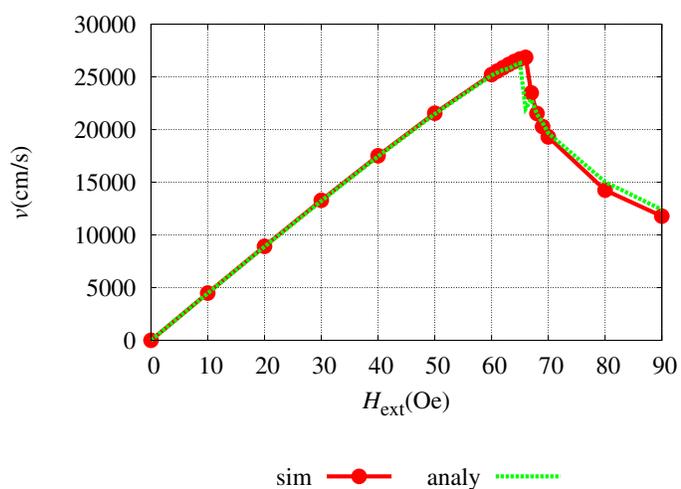


図 5.18 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 80.0$ nm)

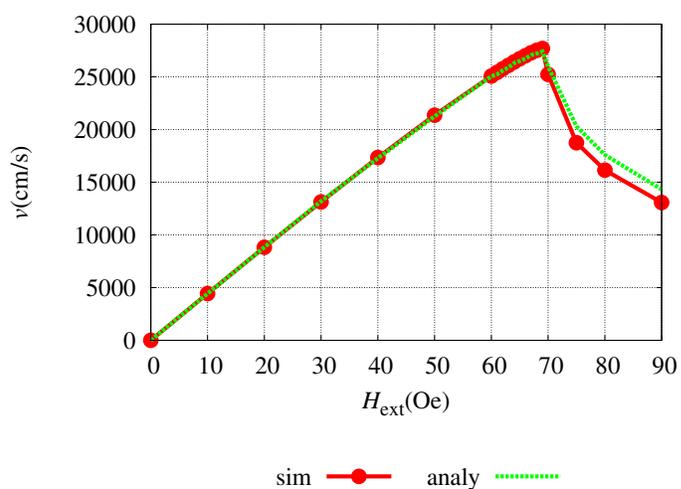


図 5.19 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 100.0$ nm)

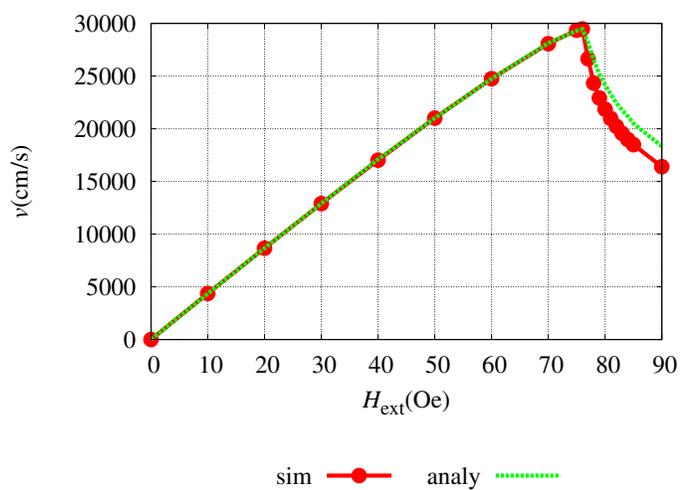


図 5.20 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 200.0$ nm)

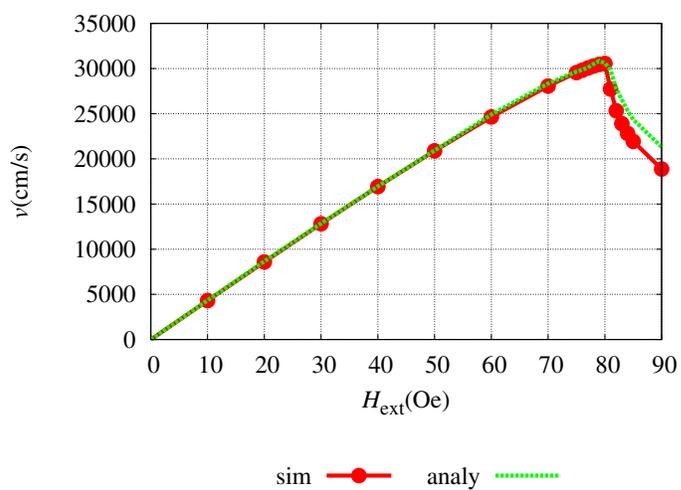


図 5.21 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 500.0$ nm)

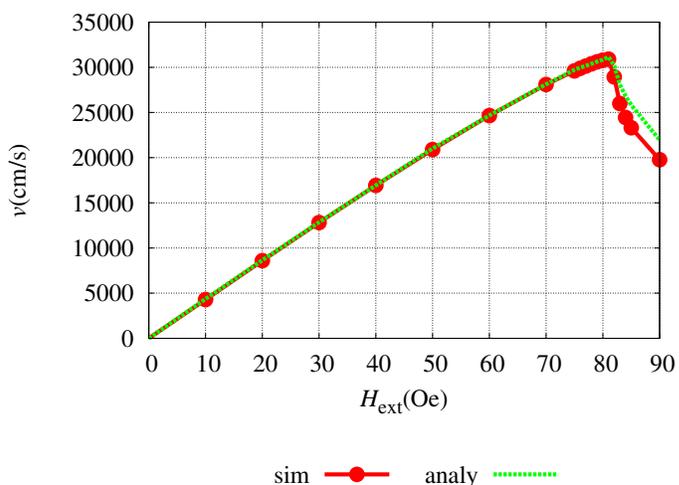
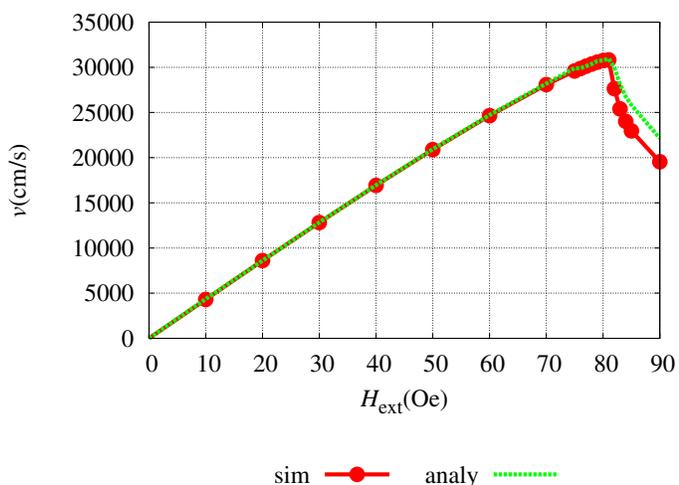


図 5.22 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 800.0 \text{ nm}$) 図 5.23 磁壁移動速度と解析式比較 ($dz = 1000.0 \text{ nm}$)

全ての結果で、Steady motion 時はシミュレーションと解析式がよく一致していることが確認された。Precessional motion において多少の誤差が生じている。磁壁の構造変化を伴う運動のため、磁壁幅が一定とならないために発生している誤差と考えられる。

以上の結果から、線厚無限・線幅有限シミュレーションが成功したことが確認された。

5.4 1次元：線厚・線幅有限モデル

このモデルは、線厚 (dy)・線幅 (dz) を共に有限の長さとしたモデルである。線幅を有限とすることで、実際の計算対象により近いモデルでシミュレーションが可能となる。

5.4.1 計算条件

計算条件を以下に示す。

- 計算条件
- 格子点数 $n = 192$
- 時間刻み $dt = 0.05 \text{ ps}$
- 計算終了時間 $t = 200 \text{ ns}$
- セルサイズ
 - $dx = 1 \text{ nm}$
 - $dy = 60 \text{ nm}$
 - $dz = 3.9 \text{ nm}$

5.4.2 計算結果

各磁界に対する磁壁移動速度の変化をシミュレーションから求めた。結果は図 5.24 の通り。

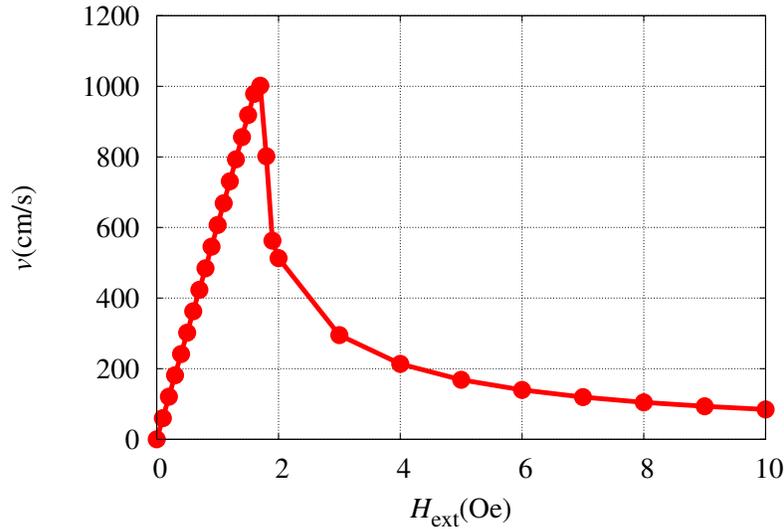


図 5.24 線厚・線幅有限の磁壁速度変化

線厚無限・線幅有限の結果に対してピーク速度と Walker breakdown field の減少を確認した。このシミュレーション結果を確認するため、線厚を変化させて磁壁移動シミュレーションを行い、線厚無限・線幅有限のシミュレーション結果に近似可能かを調べた。変化させたパラメータは以下の通り。

$$dy = 2000, 1000, 800, 500, 200, 100, 80, 60\text{nm}$$

図 5.26, 5.25 は、線厚・線幅有限における、磁界の強さに対する磁壁移動速度の変化を示している。dy = inf の結果は、図 5.7 の結果を使用している。

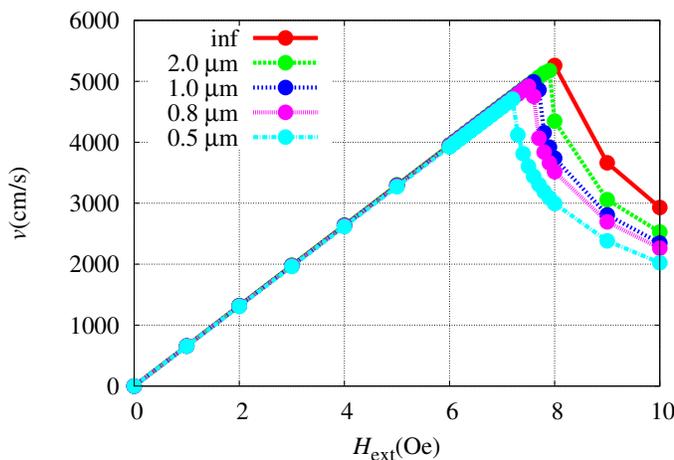


図 5.25 線厚変化 (500~2000 nm) による磁壁速度変化

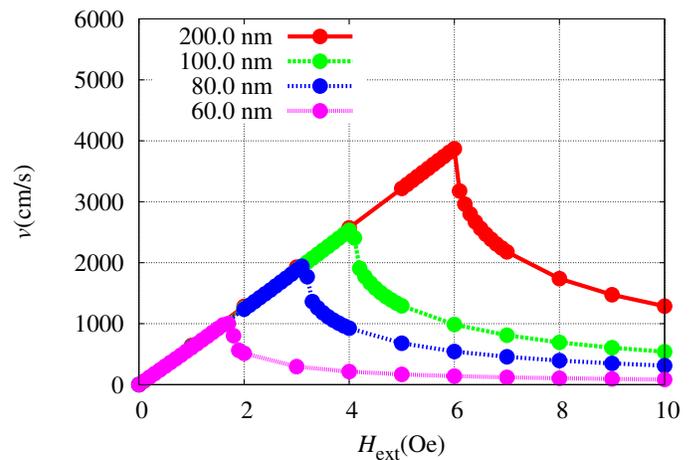


図 5.26 線厚変化 (60~200 nm) による磁壁速度変化

線厚の減少により、Walker breakdown field、ピーク磁壁移動速度が共に減少していることが確認された。しかしながら、磁壁の移動度は、線厚無限・線幅有限の場合より変化が顕著ではなかった。

図 5.27 は、線厚変化による Walker breakdown field の変化を表す。図 5.28 は、線厚変化による磁壁幅変化を表す。

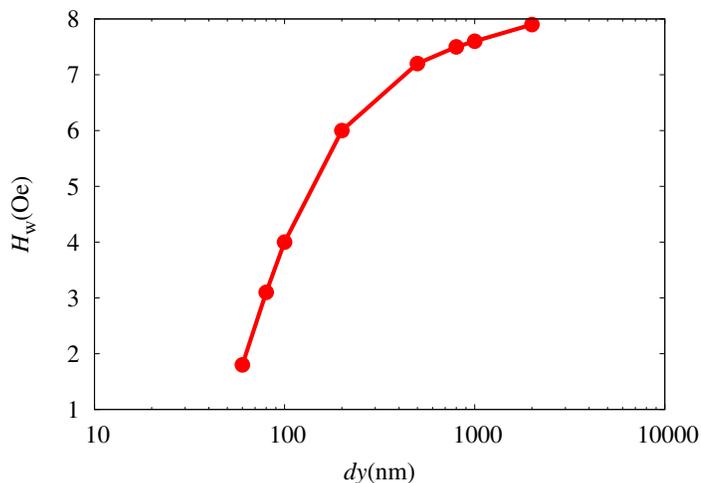


図 5.27 線厚変化による Walker breakdown field 変化

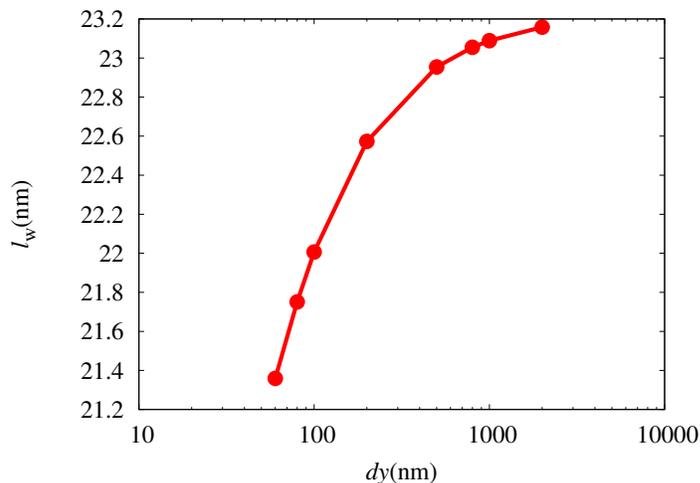


図 5.28 線厚変化による磁壁幅変化

磁壁幅の変化が、1 割にも満たないことから、磁壁の移動度があまり変化しないことが示された。また、線厚による Walker breakdown field の変化がシミュレーションから定性的に示された。

5.4.3 解析式による調査

解析式は先程と同じ、式 (5.1),(5.2) を使用した。

各線厚での磁界移動シミュレーションと解析式結果を比較したものが図 5.29~5.36 である。Walker breakdown field はシミュレーションから求めた値を使用している。

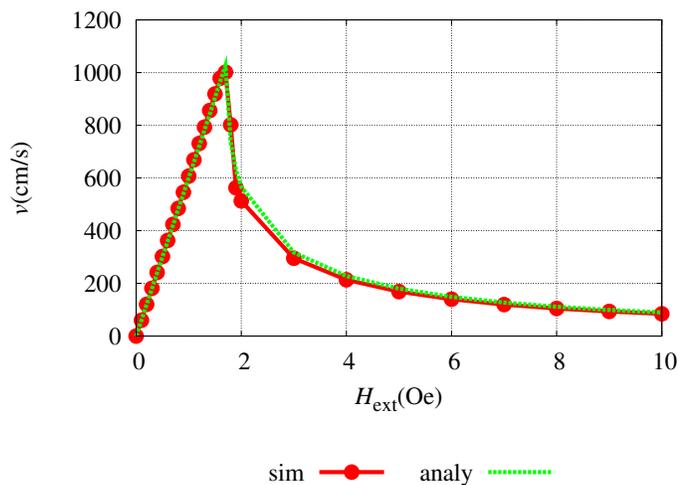


図 5.29 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 60.0$ nm)

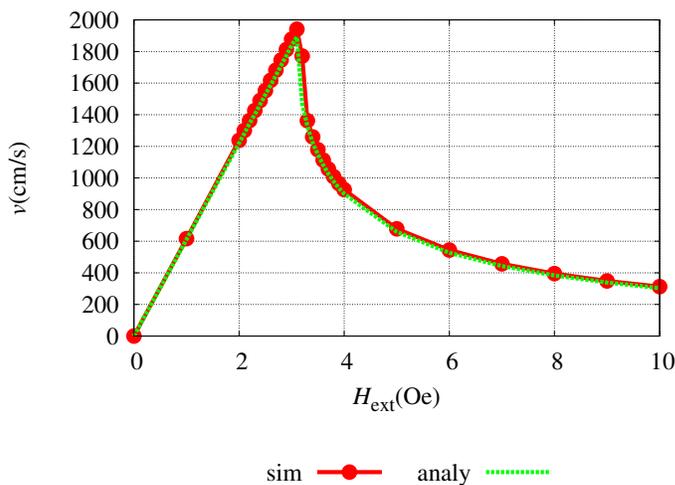


図 5.30 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 80.0$ nm)

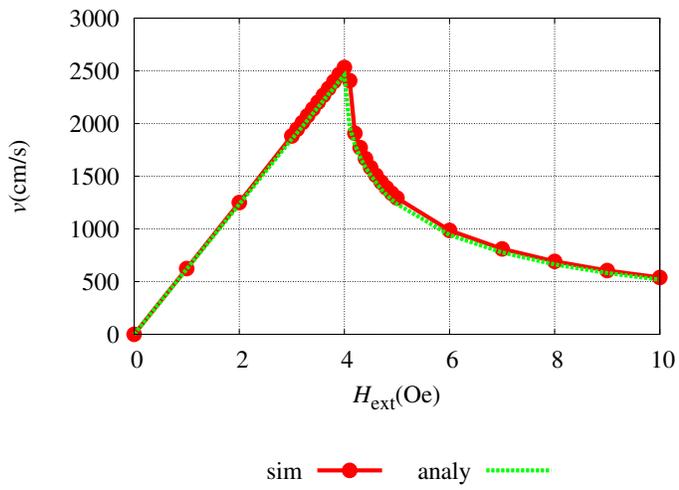


図 5.31 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 100.0$ nm)

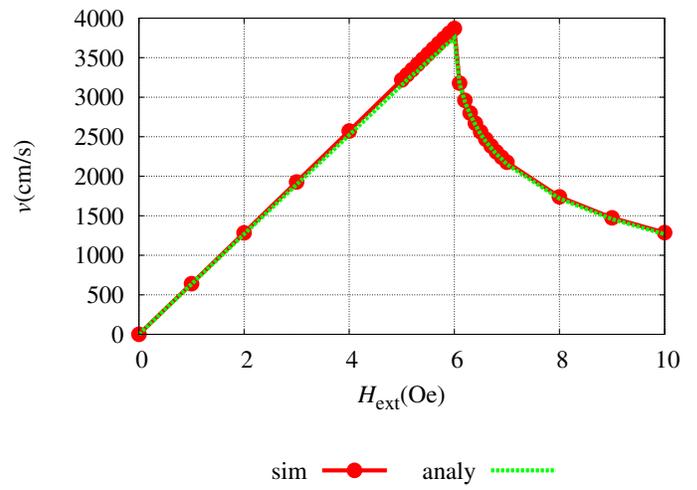


図 5.32 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 200.0$ nm)

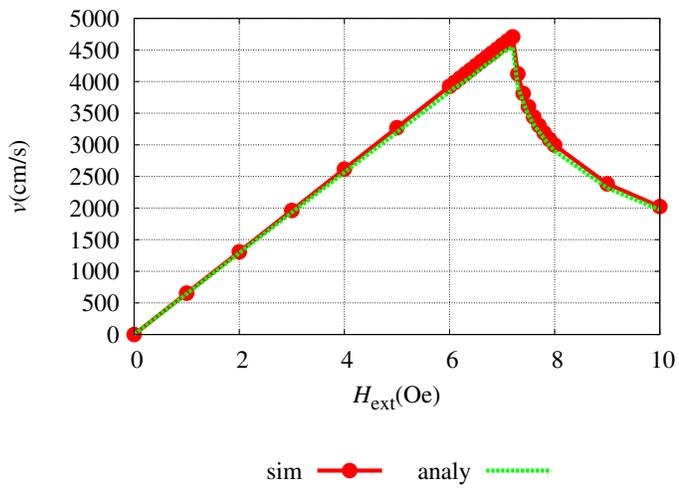


図 5.33 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 500.0$ nm)

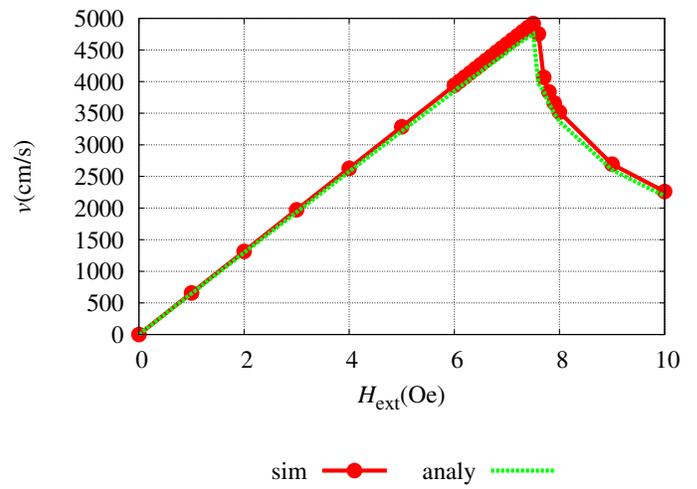


図 5.34 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 800.0$ nm)

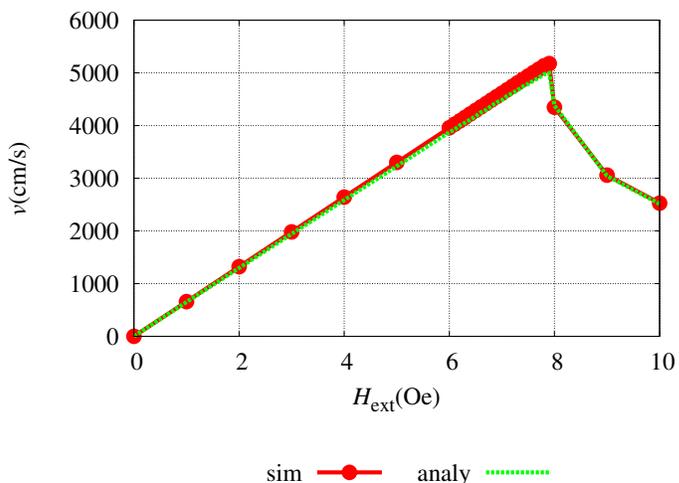
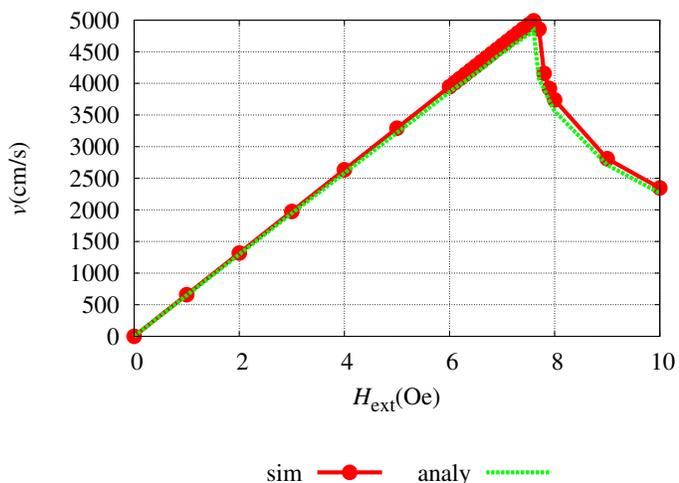


図 5.35 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 1000.0$ nm) 図 5.36 磁壁移動速度と解析式比較 ($dy = 2000.0$ nm)

全ての結果で、Steady motion、Precessional motion 時においてシミュレーションと解析式がよく一致していることが確認された。

以上の結果より、1次元線厚・線幅有限シミュレーション結果の正当性が示された。

5.5 2次元：線厚・線幅有限モデル

このモデルは、線厚 (dy)・線幅 (dz) を共に有限の長さとし、 y 方向も複数セルで離散化したモデルである。

5.5.1 計算条件

計算条件を以下に示す。

- 格子点数 $n_x = 192, n_y = 30$
- 時間刻み $dt = 0.05$ ps
- 計算終了時間 $t = 200$ ns
- セルサイズ
 - $dx = 1$ nm
 - $dy = 2$ nm
 - $dz = 3.9$ nm
- 外部磁界 $H_{ext} = 1 \sim 3$ Oe

5.5.2 計算結果

各磁界に対する磁壁移動速度の変化をシミュレーションから求めた。図 5.37 に、シミュレーションより求めた外部磁界の大きさに対する磁壁移動速度の変化を示す。

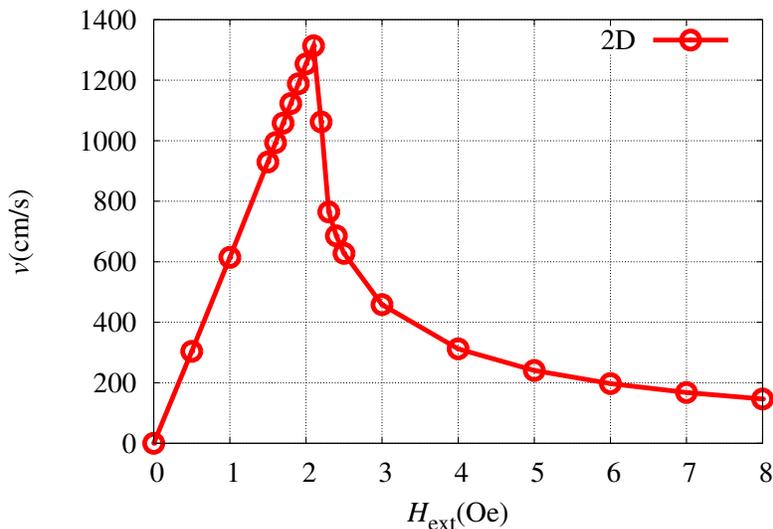


図 5.37 外部磁界の大きさによる磁壁移動速度の変化

2次元磁界計算シミュレーションの正当性を確かめるため、1次元磁界駆動シミュレーションと比較する。図 5.38 は、1次元、2次元の外部磁界の大きさに対する磁壁移動速度変化の比較を示す。

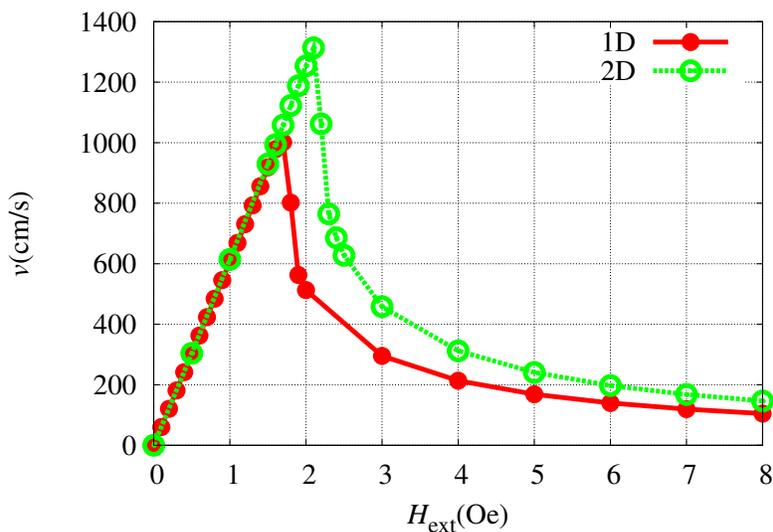


図 5.38 1次元と2次元磁界計算の比較

1次元計算と2次元計算において、Walker fieldが変化していることが分かる。これは、離散化モデルの差異により発生するものと考えられる。これを調査するため、対象の離散化する時の細かさ (n_y) を変化させ、Walker breakdown fieldの変化を調べた。図 5.39 に y 方向の離散化セル数 (n_y) による磁壁移動速度の変化、図 5.40 に Walker breakdown field (H_w) の変化を示す。

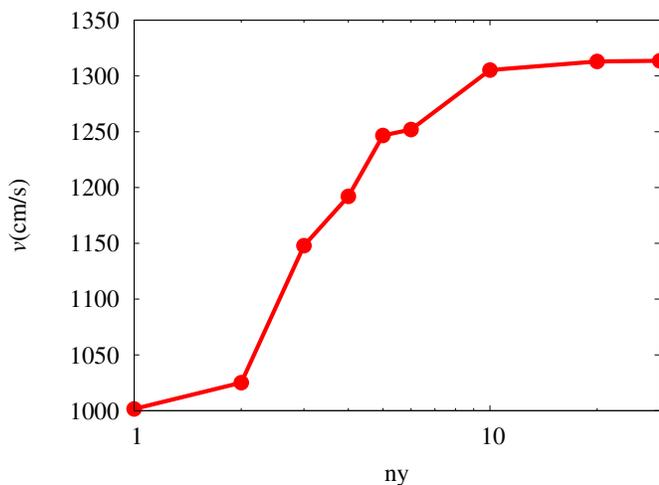


図 5.39 ny による H_w 時の磁壁移動速度変化

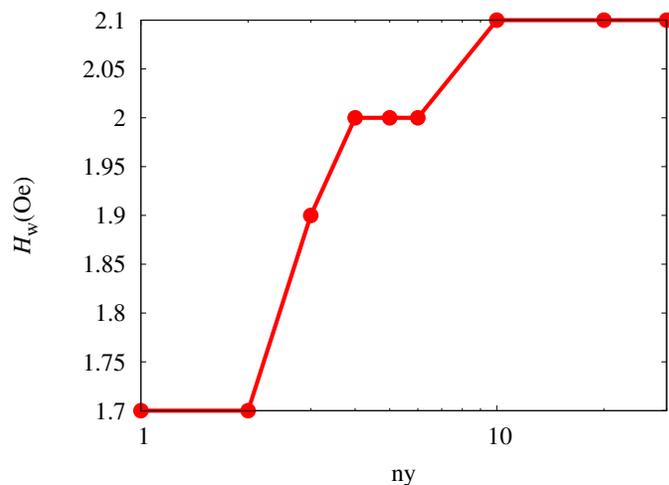


図 5.40 ny による H_w の変化

対象の離散化を細かくすることにより、 H_w の上昇、 v の上昇が確認された。これより、1次元と2次元計算における H_w の差異が、離散化方法による差異であることが確認された。この理由は、対象の離散化が細かくなることにより、静磁界が変化するためと考えられる。

ny=1, 10, 30 における計算領域中心部の静磁界を示したものが、図 5.41~5.46 である。各 y の値は、y 番目の計算列を表している。

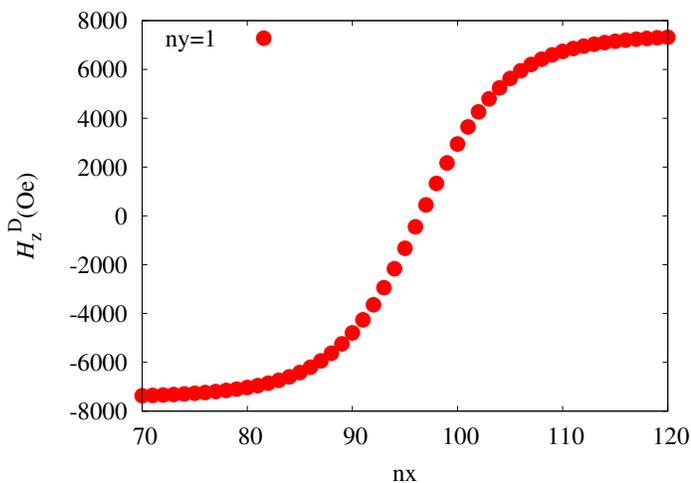


図 5.41 ny=1 : 中心付近の静磁界

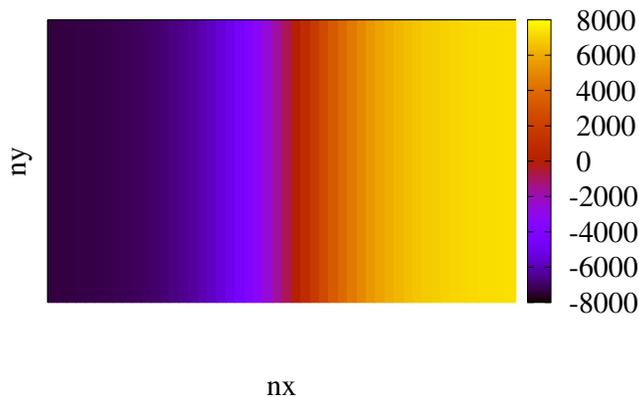


図 5.42 ny=1 : 中心付近の静磁界 (カラーマップ)

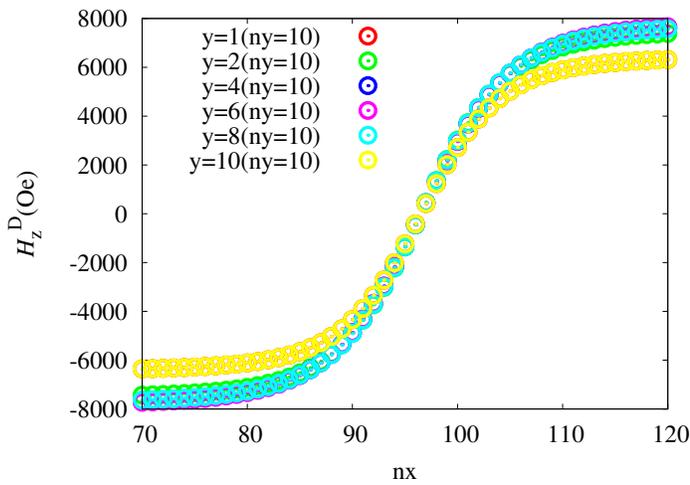


図 5.43 ny=10 : 中心付近の静磁界

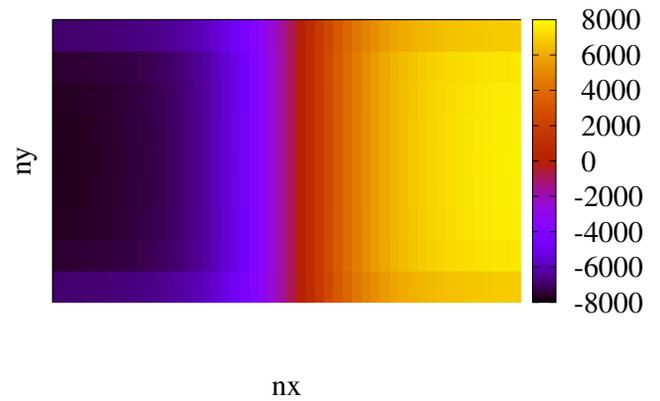


図 5.44 ny=10 : 中心付近の静磁界 (カラーマップ)

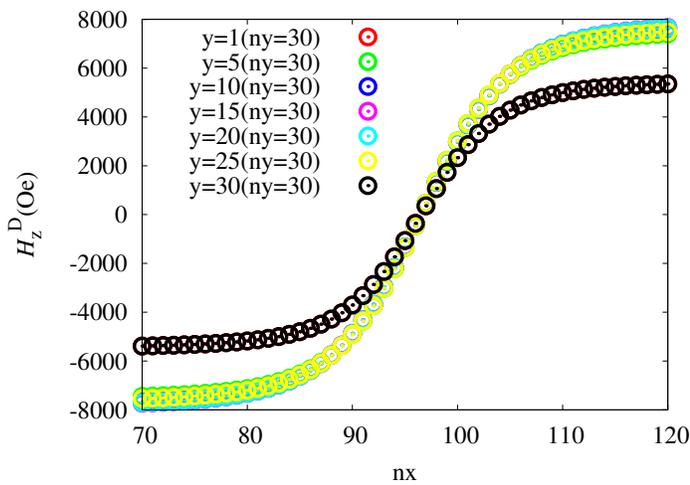


図 5.45 ny=30 : 中心付近の静磁界

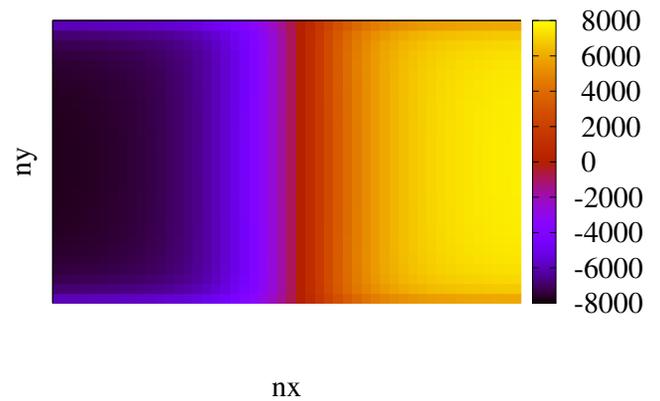


図 5.46 ny=30 : 中心付近の静磁界 (カラーマップ)

1次元の静磁界と2次元の静磁界をそれぞれ比較したのが、図 5.47, 5.48 である。

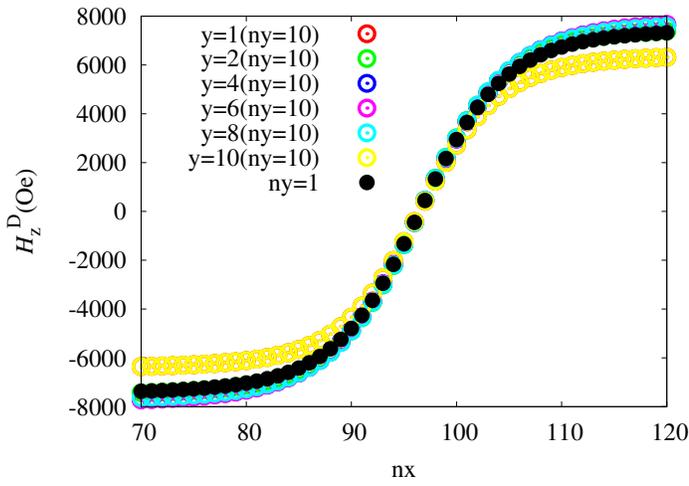


図 5.47 $ny=1, ny=10$ における静磁界比較

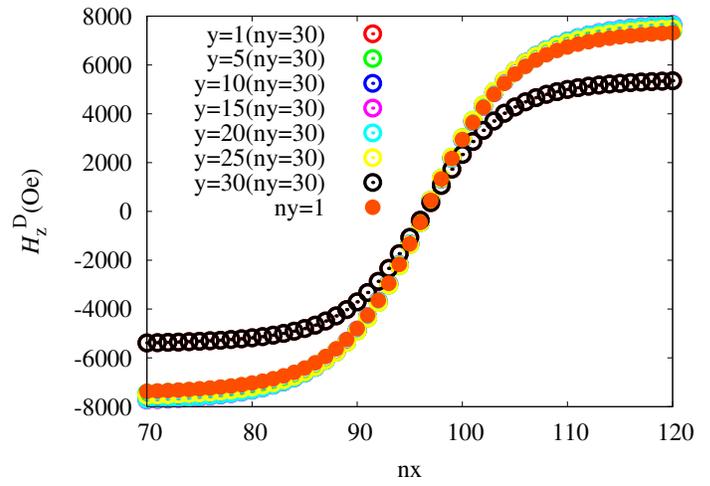


図 5.48 $ny=1, ny=30$ における静磁界比較

離散化の変化によって、各計算セルに出現する静磁界が変化していることが分かる。これより、Walker breakdown field の変化は、離散化構造の差異による静磁界計算の差であることが示された。

5.5.3 解析式による調査

2次元の磁界移動シミュレーションと解析式を比較した結果が図 5.49 である。

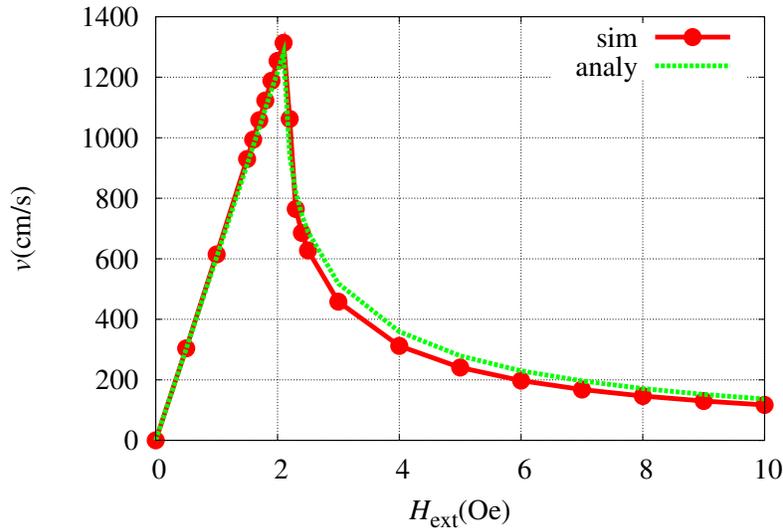


図 5.49 各磁界に対する磁壁移動速度と解析式比較

2次元の結果も解析式とよく一致することを確認した。以上の結果から、2次元磁界移動シミュレーションの正当性が定性的に示された。

5.6 まとめ

この章では、以下の順に磁界駆動シミュレーションを行った。

1. 1次元線厚無限・線幅無限シミュレーション
2. 1次元線厚無限・線幅有限シミュレーション
3. 1次元線厚有限・線幅有限シミュレーション
4. 2次元線厚有限・線幅有限シミュレーション

始めに、1次元線厚無限・線幅無限シミュレーションでは、シミュレーションから算出した磁壁幅を使用して、解析式の結果とシミュレーション結果の一致を確認した。Walker breakdown field はシミュレーションでは 82 Oe、解析式では 82.9 Oe とよく一致することを確認した。以後のシミュレーションにおいても、数値的に求めた磁壁幅を用いることで、シミュレーション結果と解析式による結果が、よく一致することを確認した。また、磁壁の移動度の変化が磁壁幅によって変わることも示された。

1次元線厚・線幅有限シミュレーションと2次元線厚・線幅有限シミュレーションにおいて、Walker breakdown field の変化を確認し、これは、離散化構造の変化による静磁界の変化であることがシミュレーションの比較により示された。

以上の結果より、磁壁移動シミュレーションプログラムの正常動作を確認した。また、磁壁移動速度の変化や移動度の変化が、磁壁幅によってもたらされることが分かった。また、離散化構造の変化によって Walker breakdown field が変化することから、以後の計算では2次元シミュレーションを行うことが必要であることが分かった。

第6章 傾斜電界による磁壁移動シミュレーション

本章では、傾斜電界を磁性体に加えた条件による磁壁移動シミュレーションの結果を述べる。また、考案した磁界換算式による換算結果と、磁界駆動シミュレーションとの比較検討を行う。前章で作成した2次元モデルを使用してシミュレーションを行う。

6.1 計算条件

材料は Co/Ni 磁性細線を想定する [28]。材料定数、計算条件を以下に示す。

- 材料定数
 - 磁気異方性 $K_u = 4.1 \text{ Merg/cm}^3$
 - 飽和磁化 $M_s = 660 \text{ emu/cm}^3$
 - 交換スティーフネス定数 $A = 1 \text{ } \mu\text{erg/cm}$
 - 損失定数 $\alpha = 0.02$
 - 磁気回転比 $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ rad}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$
- 計算条件
 - 格子点数 $n_x = 192, n_y = 30$
 - セルサイズ
 - * $dx = 1 \text{ nm}$
 - * $dy = 2 \text{ nm}$
 - * $dz = 3.9 \text{ nm}$
 - 外部磁界 $H_{ext} = 0.0 \text{ Oe}$
 - 磁気異方性減少率 $\Delta K_u = 0.1 \sim 4.0 \text{ Gerg/cm}^4$

6.2 計算結果

$\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ と、 $\Delta K_u = 2.4 \text{ Gerg/cm}^4$ における磁壁位置の時間変化を示したものが、図 6.1 である。

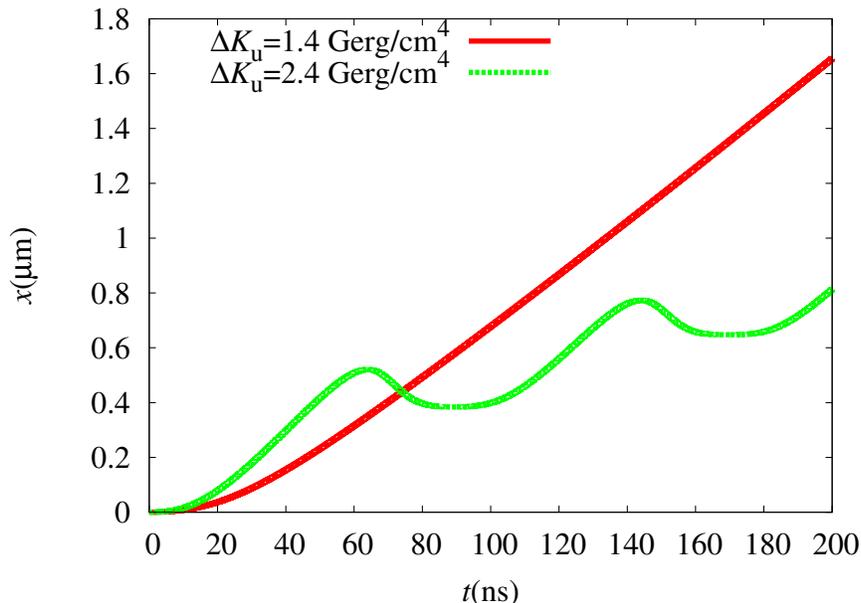


図 6.1 $\Delta K_u = 1.4, 2.4 \text{ Gerg/cm}^4$ における磁壁位置変化

これより、磁壁が傾斜電界で移動することを確認した。また、磁気異方性減少率の大きさによって、Steady motion や Precessional motion によく類似した磁化構造の変化を確認した。

$\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ と、 $\Delta K_u = 2.4 \text{ Gerg/cm}^4$ での磁壁移動速度変化を示したのが図 6.2, 6.3 である。

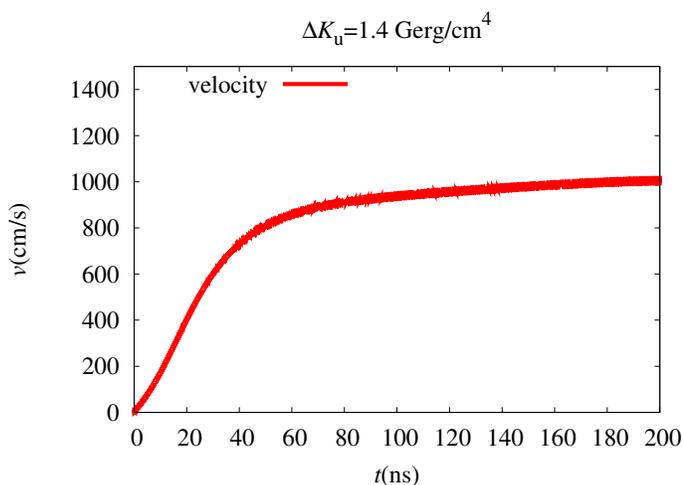


図 6.2 $\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ における磁壁移動速度変化

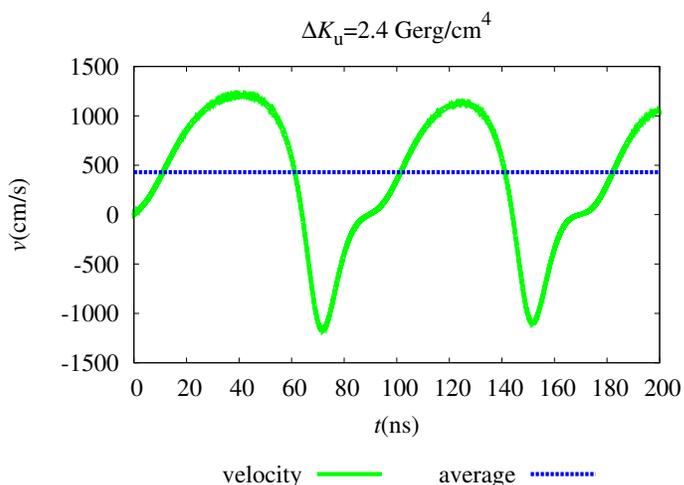


図 6.3 $\Delta K_u = 2.4 \text{ Gerg/cm}^4$ における磁壁移動速度変化

図 6.2 において、磁壁移動速度が定常状態において一定値を取らず、時間経過に従いゆるやかに上昇していることが確認された。また、図 6.3 において、周期を重ねる毎に、周期毎の速度の極大値が減少していることを確認した。これらの理由は、磁壁の磁気異方性が磁壁移動に伴い減少し、これにより磁壁幅が変化して磁壁移動速度に影響するためと考えられる。これを確かめるため、磁壁幅を調査する。

$\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ と、 $\Delta K_u = 2.4 \text{ Gerg/cm}^4$ での磁壁幅の時間変化を示したのが図 6.4, 6.5 である。

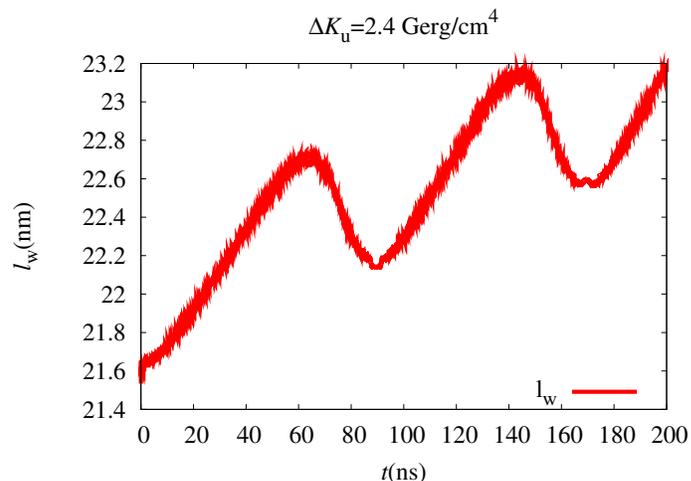
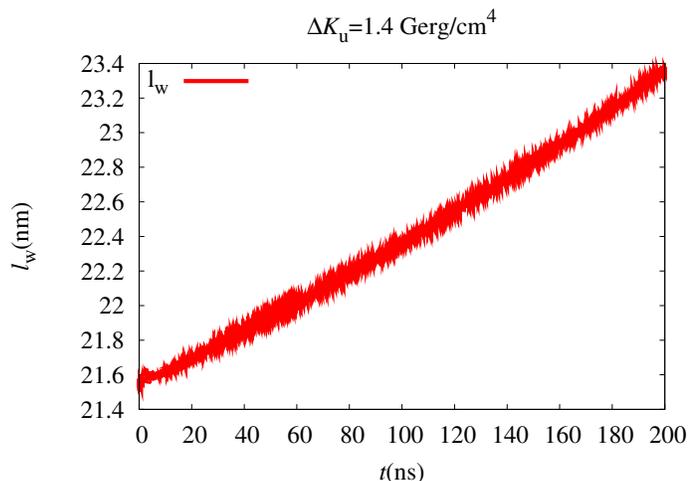


図 6.4 $\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ における磁壁幅変化

図 6.5 $\Delta K_u = 2.4 \text{ Gerg/cm}^4$ における磁壁幅変化

磁壁幅が時間変化によって増大していることが確認された。これより、磁壁の磁気異方性変化による磁壁幅の変化が磁壁移動速度に影響することが確認された。

各異方性減少率における磁壁移動速度変化を示したのが図 6.6 である。速度算出は、以下の方法で行った。

- Steady motion に類似した磁壁移動では、計算終了時の磁壁移動速度
- Precessional motion に類似した磁壁移動では、最初の周期で求まる磁壁移動速度の平均値

この方法によって算出された各異方性減少率の大きさによる磁壁移動速度の変化を図 6.6 に示す。

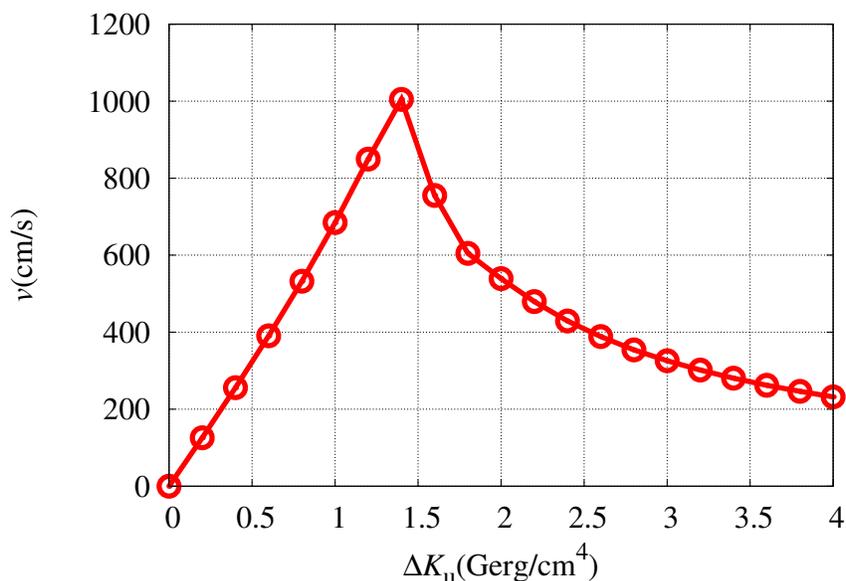


図 6.6 異方性減少率に対する磁壁移動速度変化

$\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ までは、Steady motion が観測された。以後は Precessional motion と同様の現象が確認された。各磁気異方性減少率における磁壁の動きが磁界移動の場合と類似することから、傾斜電界による磁壁移動を磁界に換算して、この磁壁移動を解析する。

6.3 磁界換算式による解析

傾斜電界による磁壁移動が起きることは、シミュレーション結果から示した。しかし傾斜電界は、場所毎の磁気異方性を線形に減少させて、電界をかけた状態に近似させてシミュレーションしている。この定義は一般性を持たないため、磁壁に対する駆動力が不明である。そこで、磁壁の振舞が磁界の場合と類似していることから、シミュレーションから求めた結果を磁界に換算する式を作成し、その駆動力がどのようにして発生するか調査した。

6.3.1 磁界換算式の導出

傾斜電界の磁壁移動が磁界駆動と類似していることから、磁界相当に変換をする式を作成する。着目したのは、3章で示した磁壁に加わる圧力の式 (2.19) である。外部磁界と磁壁エネルギーの変化より磁壁に加わる圧力の式は、式 (6.1) である。

$$F(r) = 2M_s H_e - \frac{\partial \sigma}{\partial r} \tag{6.1}$$

M_s は飽和磁化、 H_e は外部磁界、 $\sigma(r)$ は磁壁エネルギー密度を表す。式 (6.1) を、外部磁界と磁壁エネルギー変化が等しいと仮定し、磁壁エネルギー変化による実効磁界に置き換えたものが式 (6.2) である。

$$H_e = \frac{1}{2M_s} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right) \tag{6.2}$$

磁壁エネルギー σ は式 (6.3) で表される。 K_u^{eff} は実効磁気異方性、 H_D は静磁界を表す。

$$\sigma = 4\sqrt{AK_u^{eff}} \tag{6.3}$$

$$K_u^{eff} = K_u - \frac{H_D M_s}{2} \tag{6.4}$$

式 (6.2)~(6.4) より、傾斜電界の磁界換算式 (6.5a) が求められる。また、前項で述べた磁壁速度の解析式 (2.11),(2.12) より、磁界換算した場合の磁壁速度の解析式 (6.5b)(6.5c) が得られる。

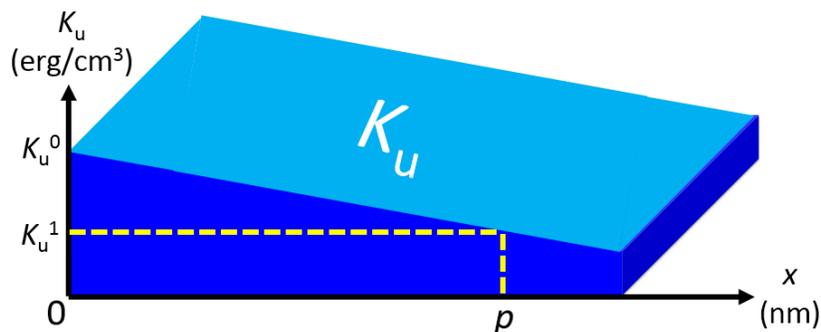


図 6.7 傾斜電界の計算モデル概略
(図 4.3 再掲)

$$H_e = \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\partial \sqrt{K_u - 0.5H^D M_s}}{\partial x} \right)$$

$$= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\sqrt{K_u^0 - 0.5H^D M_s} - \sqrt{K_u^1 - 0.5H^D M_s}}{p} \right) \quad (6.5a)$$

$$v_e^{stdy} = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e \quad (6.5b)$$

$$v_e^{prc} = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e - \frac{\gamma \Delta}{\alpha} \frac{\sqrt{H_e^2 - H_w^2}}{1 + \alpha^2} \quad (6.5c)$$

式 (6.5a) から、磁界換算による磁界の強さは、磁気異方性の変化量と静磁界の強さによって決定される。式 (6.5b),(6.5c) に示す l_w は、残留磁化状態の磁壁幅を使用した。

H^D は、磁壁幅から算出する Demagnetization factor を利用し、式 (6.5d) で求めた。

$$H_D = 4\pi M_s N_z \quad (6.5d)$$

6.3.2 Demagnetizing factor の導出

磁壁幅が N_x, N_y, N_z に関わることは、3 章で述べた。しかし、後述する結果では、シミュレーションから求めた磁壁幅を使用して求めた値では一致しなかった。計算に使用する磁壁幅の値を変化させ、各値の変化と解析解の変化を調べた。図 6.8, 6.9 に磁壁幅の倍率による N_x, N_y の変化を示し、図 6.10 に各倍率による Walker breakdown field の変化を示す。

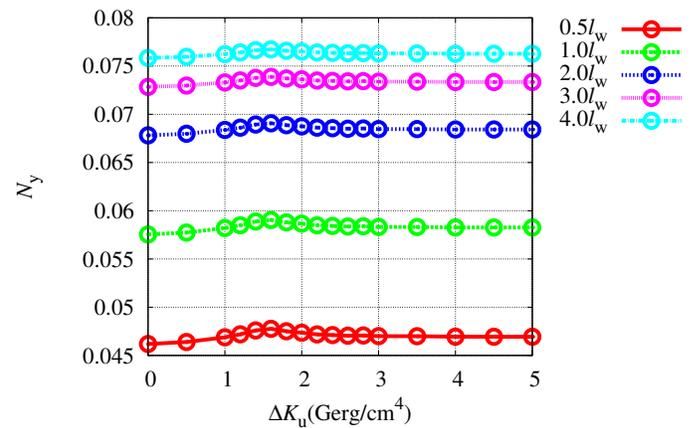
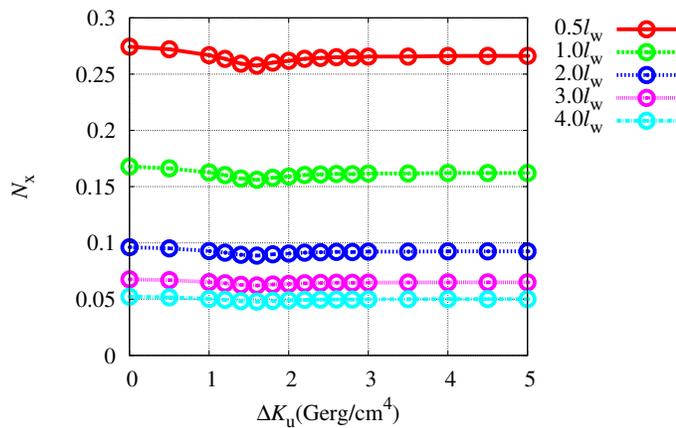


図 6.8 N_x 算出に使用する磁壁幅の倍率変化による値の変化

図 6.9 N_y 算出に使用する磁壁幅の倍率変化による値の変化

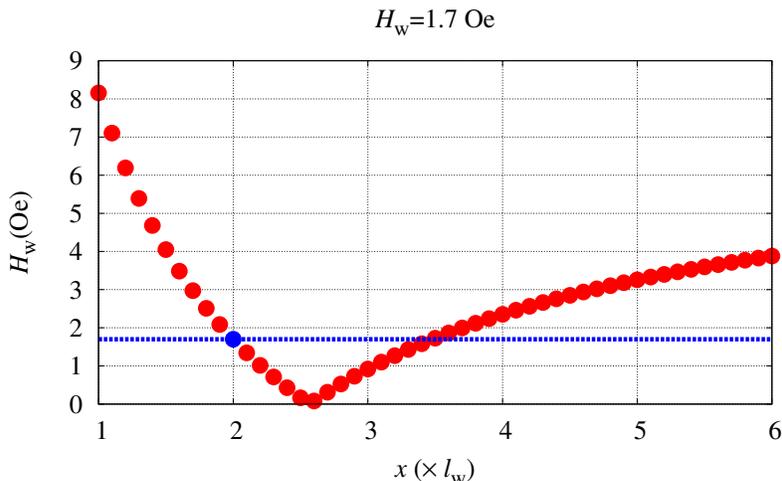


図 6.10 磁壁幅の倍率変化による H_w の変化

図 6.10 より、磁壁幅を 2 倍、あるいは 3.5 倍した値を用いて算出することでシミュレーションから求めた Walker breakdown field に近似することを確認した。

磁壁幅の 2 倍を用いて算出した結果が Walker breakdown field に近似される理由は不明であるが、磁壁幅の算出方法の問題である可能性がある。図 6.11 は、 m_z から見た磁化構造に対する磁壁幅と磁壁幅の 2 倍の領域を示す。

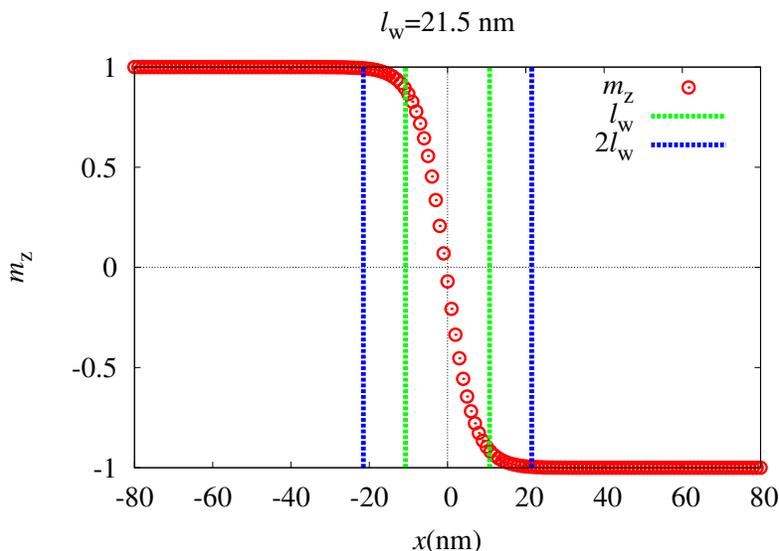


図 6.11 磁化構造に対する磁壁幅領域 (l_w)、磁壁幅 2 倍の領域 ($2l_w$)

磁壁幅は、磁壁中心 2 点の傾きから算出している。図 6.11 より、磁壁幅の 2 倍の領域は、磁化構造の変化をほぼ全て含んでいることが分かった。これが直接的原因かは不明だが、磁界換算式における静磁界計算、Walker breakdown field の計算では、磁壁幅の 2 倍の値を用いて算出する。

これら式 (6.5a)~(6.5d) を用いてシミュレーション結果を解析する。

6.3.3 シミュレーション結果と磁界換算式の比較

2次元の傾斜電界シミュレーションと、磁界換算式による磁界換算時の磁壁移動速度を比較したのが図 6.12 である。

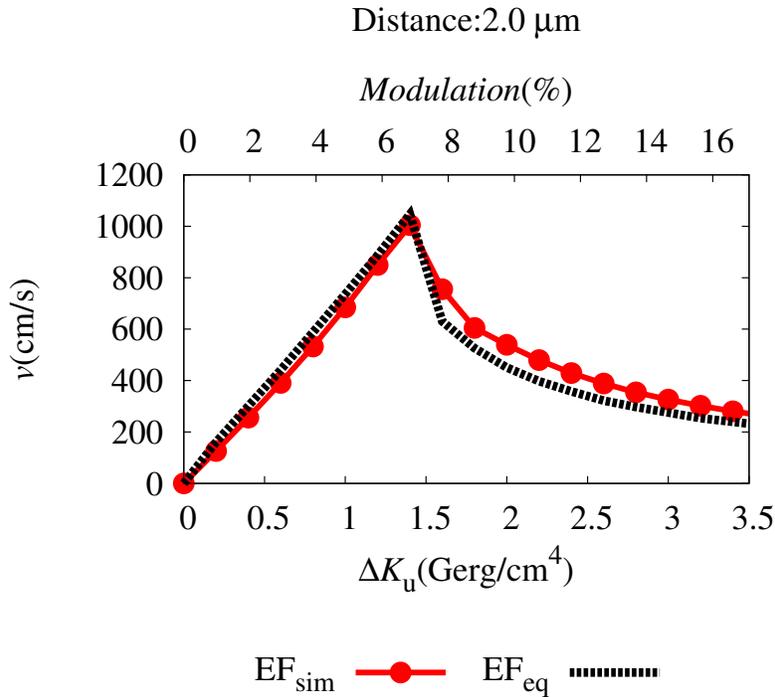


図 6.12 傾斜電界シミュレーション (EF_{sim}) と磁界換算式による解析結果 (EF_{eq})

図 6.12 から、シミュレーションで求めた速度変化と磁界換算式によって換算した速度が、Steady motion においてほぼ一致することが確認された。また、Precessional motion では一部値が一致しないことも分かった。Precessional motion において値が一致しない理由は、傾斜電界の Breakdown では、周期的な速度変化において、各周期の極大速度が一致しないために発生するものと考えられる。

この結果より、傾斜電界の磁壁移動速度と、磁界換算式によって変換された磁壁移動速度はほぼ同一の力であることが示された。ここで、 $\Delta K_u = 1.4$ Gerg/cm⁴ は、換算値 $H_{ext} = 1.8$ Oe であることが分かった。

傾斜電界の磁界換算結果と、磁気異方性初期値 $K_u = 4.1$ Merg/cm³ の磁界シミュレーション結果を比較したのが図 6.13 である。

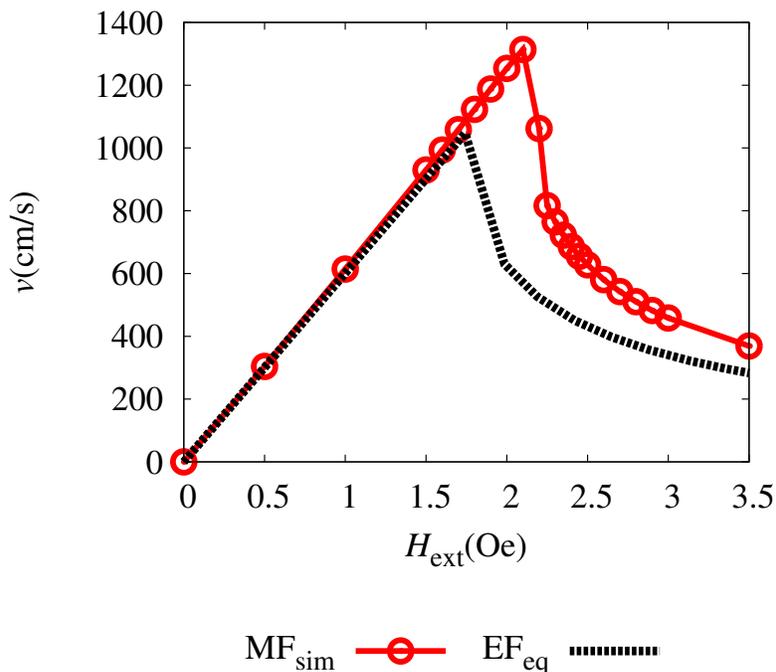


図 6.13 K_u 初期値での磁界移動シミュレーション (MF_{sim}) と磁界換算式による解析結果 (EF_{eq})

図 6.13 から、磁界換算による傾斜電界の磁壁移動速度 EF_{eq} と、磁気異方性の初期値より行った磁界の磁壁移動速度 MF_{sim} において、それぞれのグラフの傾き (移動度) が一致した。しかし、Walker breakdown field での磁壁移動速度が不一致であることも確認された。

6.3.4 Walker field 変化の考察

磁界換算式より、傾斜電界による磁壁移動は、磁界シミュレーションに対して Walker breakdown field が一致しないことを確認した。この理由は、次のように考察される。

傾斜電界は、場所毎の磁気異方性が変化している。これより、磁壁幅の変化が発生し、Walker breakdown field が変化したと考えられる。そこで、傾斜電界で Walker breakdown 発生時の K_u を用いた磁界移動計算と比較を行う。

Walker breakdown 発生時の K_u は、 3.9 Merg/cm^3 だった。Breakdown 発生は、磁壁が後退を始める瞬間と定義した。

図 6.14 は解析式によるシミュレーションの磁界換算結果と、一様に K_u の値を変化させて磁界移動シミュレーションをした結果を比較したものである。 K_u の値は、 $4.1, 3.9, 3.7 \text{ Merg/cm}^3$ の 3 通りを示す。

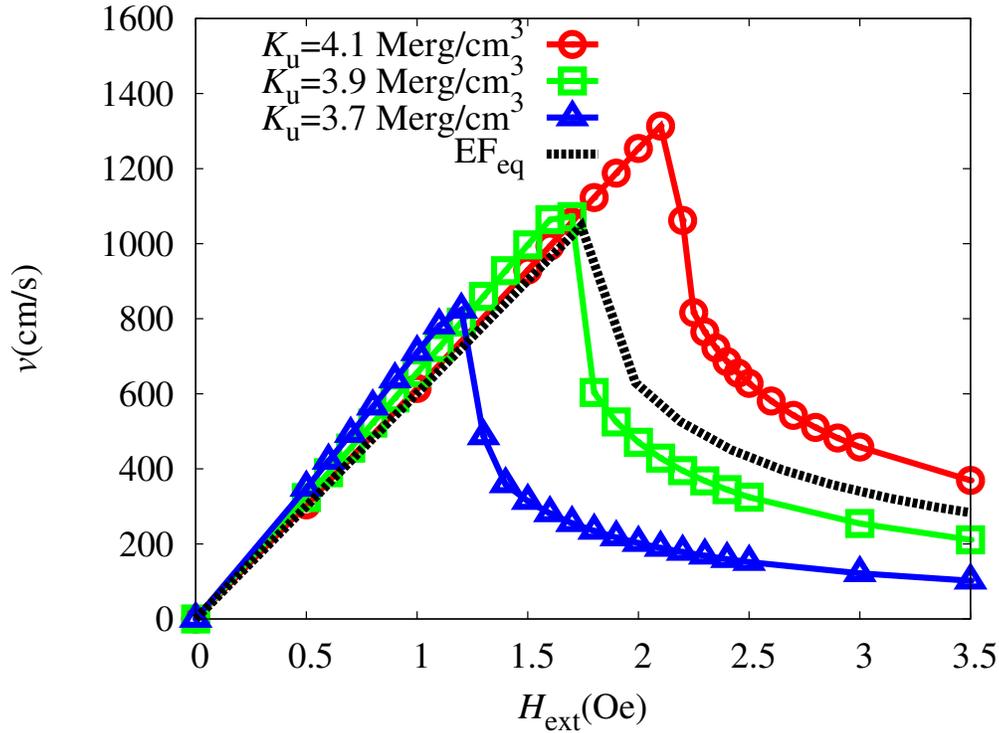


図 6.14 磁界シミュレーションと傾斜電界の磁界換算結果比較

$K_u = 3.9 \text{ Merg/cm}^3$ での磁界移動シミュレーション結果と、傾斜電界の磁界換算結果がよく近似することが分かった。Walker breakdown field は、 $K_u = 3.9 \text{ Merg/cm}^3$ では 1.67 Oe、傾斜電界では 1.8 Oe であり、速度は 1100 cm/s とほぼ同一であった。Walker breakdown field に誤差が発生してる理由は、傾斜電界では磁壁幅が動的に拡大するため、磁気異方性が一定の場合に対して正確に磁界換算を求めるのが困難であることが考えられる。

これより、磁界シミュレーションと傾斜電界シミュレーションでの Walker breakdown の変化は磁気異方性の値が関係することがシミュレーションから定性的に分かった。

Walker breakdown field の変化が解析的に示されるかを調査する。解析式は式 (6.6) で表される。

$$H_w = 2\pi\alpha M_s \tag{6.6}$$

式 (6.6) では、磁気異方性 K_u による Walker breakdown field の変化が示されておらず、Walker breakdown の変化が説明できない。式 (6.6) は、静磁界が解析的に求められる場合に成立する式であることから、静磁界が数値的に求められる式を用いて解析を行う。

3 章で述べた、静磁界を考慮した式 (6.7) を使用して計算を行う。

$$H_w = 2\pi\alpha M_s |N_y - N_x| \tag{6.7}$$

$$\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_u + 2\pi M_s^2(2N_y + N_x - 1.0)}} \tag{6.8}$$

解析式から算出した Walker breakdown field と、磁界換算、 $K_u = 3.9 \text{ Merg/cm}^3$ の Walker breakdown field を示したのが表 6.1 である。

表 6.1 各計算方法による磁壁幅パラメータ Δ と Walker breakdown field H_w

	Δ	H_w (Oe)
MF _{sim} : $K_u = 3.9$ Merg/cm ³	7.44	1.67
MF _{analy} : $K_u = 3.9$ Merg/cm ³	7.70	1.69
EF _{eq}	7.32	1.8

解析式の Walker breakdown field と磁界シミュレーションの結果がよく一致し、傾斜電界の磁界換算結果とも近似した値となることが確認された。これより、傾斜電界による Walker breakdown field の変化が磁壁位置による磁気異方性の変化であることが解析的に確認された。

6.4 まとめ

本章では傾斜電界による磁壁移動シミュレーションを行った。傾斜電界は場所毎の磁気異方性を線形に減少させることで行った。シミュレーションの結果、磁壁移動が発生することを確認した。磁壁の運動は、磁界による磁壁移動と類似し、Walker breakdown の発生する異方性減少率は $\Delta K_u = 1.4$ Gerg/cm⁴ であることを確認した。

傾斜電界は磁気異方性の線形減少で行っているため、磁壁に与えられる駆動力がどのようなものか不明のため、磁界による磁壁移動と挙動が類似することから、磁界に換算して解析を行った。磁界換算式は、磁壁の圧力式から、場所毎の磁気異方性の変化量を考慮した式を作成した。

$$\begin{aligned}
 H_e &= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\partial \sqrt{K_u - 0.5H^D M_s}}{\partial x} \right) \\
 &= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\sqrt{K_u^0 - 0.5H^D M_s} - \sqrt{K_u^1 - 0.5H^D M_s}}{p} \right) \\
 v_e^{stdy} &= \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e \\
 v_e^{prc} &= \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e - \frac{\gamma \Delta \sqrt{H_e^2 - H_w^2}}{\alpha (1 + \alpha^2)}
 \end{aligned}$$

磁界換算の結果、傾斜電界シミュレーションによる磁壁移動速度と磁界換算によって得られた磁壁移動速度がよく一致することを確認し、傾斜電界による磁壁移動は、磁気異方性の変化による実効磁界の変化であることが判明した。これより、対応する磁界による磁壁移動と同等の力であることが分かった。このとき、Walker breakdown field は、磁界換算で 1.8 Oe であることを確認した。

磁気異方性の初期値である $K_u = 4.1$ Merg/cm³ の磁界移動シミュレーションと傾斜電界の磁界換算結果を比較したところ、磁壁の移動度が一致し、Walker breakdown field が不一致であることを確認した。この理由は場所毎の磁気異方性が変化することに起因すると推測した。この推測を調査するため、傾斜電界で Walker breakdown が発生する磁気異方性の値 $K_u = 3.9$ Merg/cm³ を初期値とした磁界シミュレーションと比較したところ、 $K_u = 3.9$ Merg/cm³ での磁界移動シミュレーション結果と、傾斜電界の磁界換算結果がよく近似することが分かった。Walker breakdown field は、 $K_u = 3.9$ Merg/cm³ では 1.67 Oe、傾斜電界では 1.8 Oe であり、速度は 1100 cm/s とほぼ同一であった。これより、磁界シミュレーションと傾斜電界シミュレーションでの Walker breakdown の変化は磁気異方性の値が関係することがシミュレーションから定性的に分かった。

Walker breakdown の変化を解析的に判定するため、静磁界を考慮した Walker breakdown field の解析式を用いて解析したところ、 $K_u = 3.9$ Merg/cm³ を初期値とした磁界シミュレーションと値がほぼ一致し、傾斜電界の磁界換算とも近似したことから、Walker breakdown field の変化は磁気異方性の場所毎の変化であることが解析された。

第7章 DMIを考慮した磁壁移動シミュレーション

本章では、DMIの影響を考慮した磁壁移動シミュレーションの結果を述べる。

前章で傾斜電界による磁壁移動が可能であること、またその駆動力を示したが、磁気異方性の初期値による磁界シミュレーション結果に対し、磁壁のピーク速度が約2割減少することが分かった。メモリ使用を考慮すると、磁壁のピーク速度が上昇することが望ましい。これより、DMIによる磁壁速度のピーク値上昇効果が傾斜電界でも有効かを調査する。

DMIにより磁壁のピーク速度が上昇する理由を示す。DMIが作用すると、磁性細線中の磁壁に実効的なDMI磁界がかかる。これより磁壁がBloch磁壁からNeel磁壁の磁化構造に近付き、大きな外部磁界を加えた場合でも、磁壁のPrecessional motionが生じづらくなる。これよりBreakdownに必要な外部磁界が大きくなり、磁壁のピーク速度が上昇する。

7.1 材料定数・計算条件

材料はCo/Ni磁性細線を想定する [28]。材料定数を以下に示す。

- 磁気異方性 $K_u = 4.1 \text{ Merg/cm}^3$
- 飽和磁化 $M_s = 660 \text{ emu/cm}^3$
- 交換スティーフネス定数 $A = 1 \text{ } \mu\text{erg/cm}$
- 損失定数 $\alpha = 0.02$
- 磁気回転比 $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ rad}/(\text{s} \cdot \text{Oe})$

磁界移動シミュレーション、傾斜電界シミュレーションで共通に使用する計算条件は以下の通りである。

- 格子点数 $n_x = 192, n_y = 30$
- セルサイズ
 - $dx = 1 \text{ nm}$
 - $dy = 2 \text{ nm}$
 - $dz = 3.9 \text{ nm}$

7.2 磁界駆動

7.2.1 計算条件

計算条件を以下に示す。

- 外部磁界 $H_{ext} = 1.0 \sim 3.0 \text{ Oe}$
- 磁気異方性減少率 $\Delta K_u = 0.0 \text{ Gerg/cm}^4$
- DMI定数 $D = 0.1 \sim 1.0 \text{ erg/cm}^2$

7.2.2 計算結果

各 DMI の強さによる磁界移動シミュレーションの結果は図 7.1, 7.2 である。各磁界による磁壁移動速度の変化は、以下のように算出した。

- Steady motion では、計算終了時の磁壁移動速度
- Precessional motion では、最初の周期で求まる磁壁移動速度の平均値

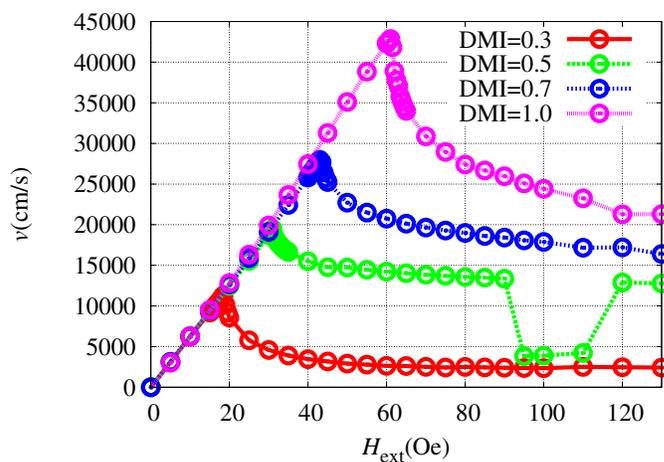
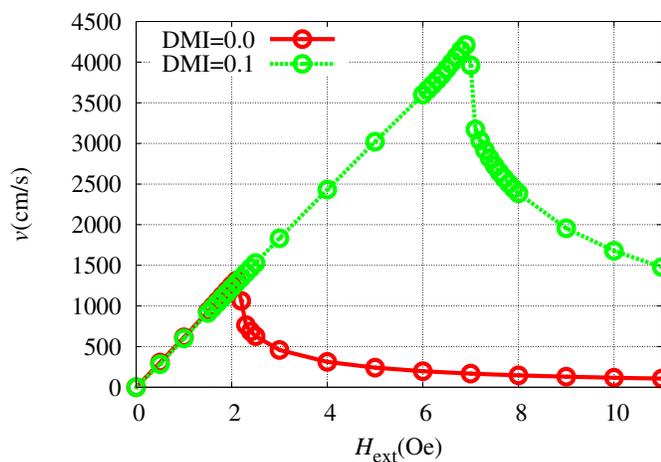


図 7.1 DMI=0, 0.1 erg/cm² による磁界駆動磁壁移動速度変化

図 7.2 DMI=0.3~1.0 erg/cm² による磁界駆動磁壁移動速度変化

DMI を考慮していない結果に対し、DMI を考慮した磁界シミュレーションでは、磁壁移動速度のピーク値が上昇することが確認された。これは、DMI により、磁壁構造が Neel よりに変化し、Precessional motion 発生に必要な歳差運動量が上昇し、Walker breakdown field が変化するためである。

DMI=0.5 erg/cm² において、Walker breakdown 後の速度が極端に減少する区間を確認した。この理由を調査するため、磁化構造を観察したところ、DMI をかけた場合、全ての Precessional motion における磁壁の振舞が、図 7.3 のように変化することを確認した。

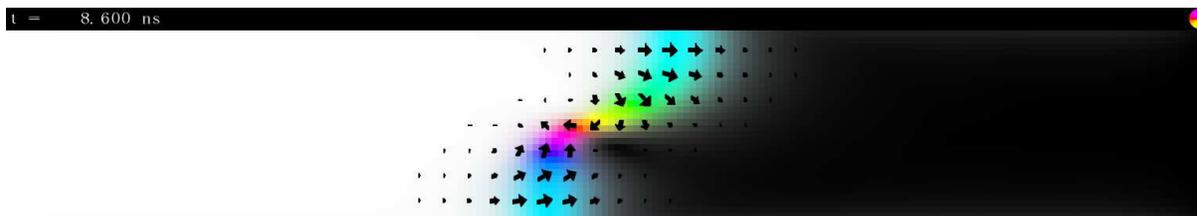


図 7.3 DMI による Precessional motion での磁化構造変化

通常の Precessional motion では、磁壁の磁化構造は全体が一様に変化している。しかし DMI では、図に示すように、磁壁の磁化構造内部に、さらに磁化構造が発生していることが確認された。この構造は Bloch line と呼ばれる。Bloch line は、速度低下が発生する箇所以外では、1 周期で 2 回発生し消滅することを確認したが、速度の急激な低下が発生する箇所では、1 周期で 1 回発生し消滅していることが分かった。これより、一部区間における磁壁移動速度の減少は、磁化構造変化の差異が磁壁移動速度の変化として発生したと考えられる。

7.3 傾斜電界駆動

7.3.1 計算条件

計算条件を以下に示す。

- 外部磁界 $H_{ext} = 0.0$ Oe
- 磁気異方性減少率 $\Delta K_u = 0.1 \sim 4.0$ Gerg/cm⁴
- DMI 定数 $D = 0.1 \sim 1.0$ erg/cm²

7.3.2 計算結果

DMI を考慮した傾斜電界移動シミュレーションの結果は図 7.4, 7.5 である。各傾斜電界の値における磁壁移動速度は、以下のように算出する。

- Steady motion では、計算終了時の磁壁移動速度
- Precessional motion では、最初の周期で求まる磁壁移動速度の平均値

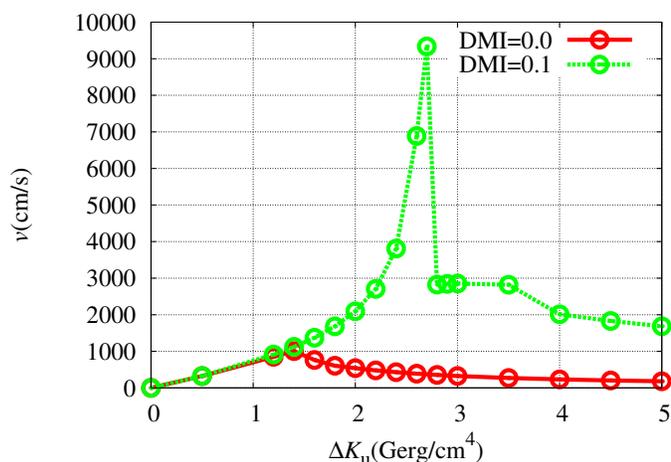


図 7.4 DMI=0, 0.1 erg/cm² による磁壁移動速度変化

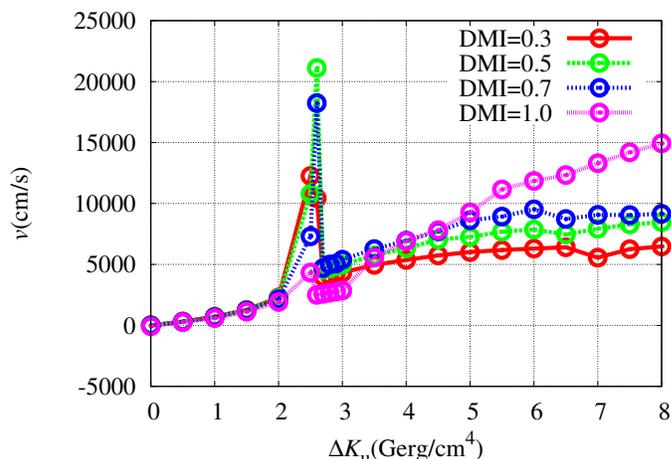


図 7.5 DMI=0.3~1.0 erg/cm² による磁壁移動速度変化

DMI を考慮しない場合の磁壁移動ピーク速度に対し、各 DMI によるピーク速度は全て上昇することを確認した。各磁気異方性減少率における磁壁幅が図 7.6, 7.7 である。

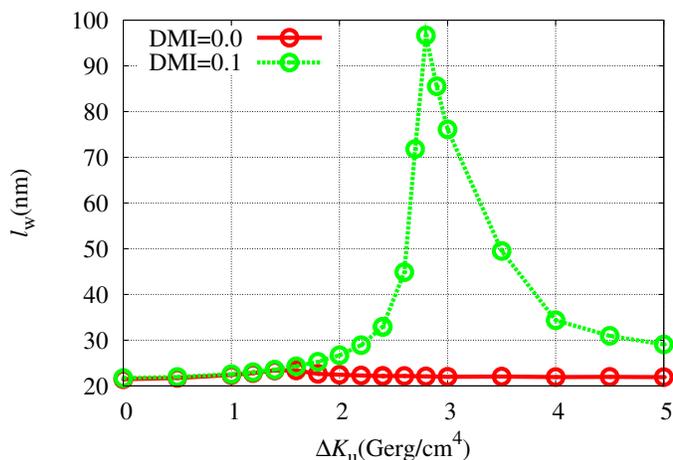


図 7.6 DMI=0, 0.1 erg/cm² による磁壁幅変化

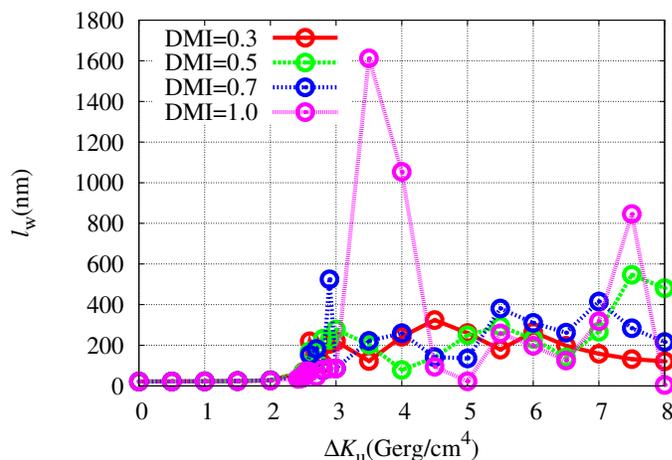


図 7.7 DMI=0.3~1.0 erg/cm² による磁壁幅変化

いずれも Breakdown 前後は著しく値が変化することを確認した。これは Breakdown までの磁気異方性減少率が上昇した分、磁壁幅が伸びたためである。また、Breakdown 後は磁壁速度がほぼ 0 に近くなることも分かった。これは磁壁幅が極端に伸びることで磁化構造が崩壊し、磁壁移動が行われなくなるためと考えられる。

7.4 解析式と計算結果の比較

7.4.1 磁界駆動

DMI の適用による Walker breakdown field の解析式 [17] は、式 (7.2) で示される。

$$H_D = \frac{\pi D}{2\mu_0 M_s \Delta} \tag{7.1}$$

$$Hw \approx \alpha H_D \tag{7.2}$$

各 DMI における Walker breakdown 時の磁界と解析式を比較した結果が図 (7.8) である。

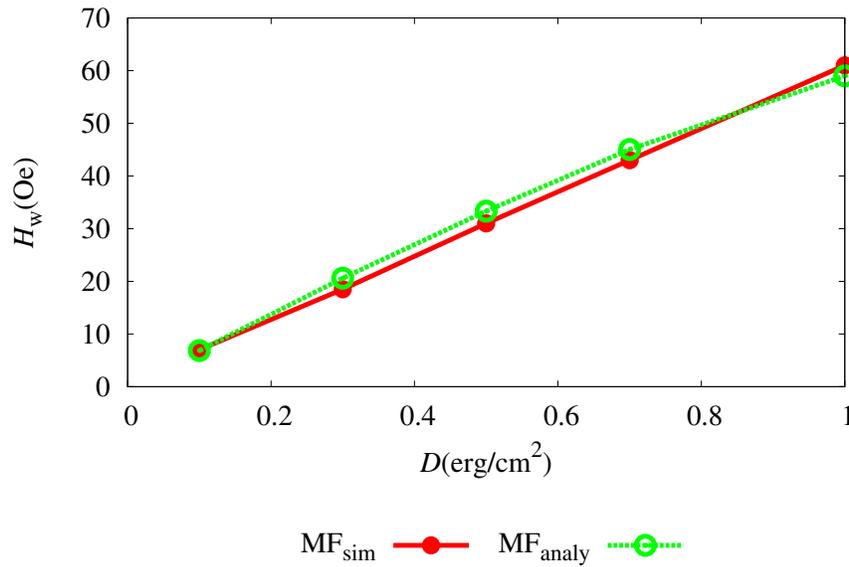


図 7.8 各 DMI における Walker breakdown と解析式の値

解析式とよく一致していることから、DMI による磁界移動シミュレーションが成功していることが確認された。

7.4.2 傾斜電界駆動

傾斜電界による各シミュレーション結果を磁界換算式より変換した結果を比較した。磁界換算式は式 (7.3a)～(7.3d) である (再掲)。

$$\begin{aligned}
 H_e &= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\partial \sqrt{K_u - 0.5H^D M_s}}{\partial x} \right) \\
 &= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\sqrt{K_u^0 - 0.5H^D M_s} - \sqrt{K_u^1 - 0.5H^D M_s}}{p} \right)
 \end{aligned} \tag{7.3a}$$

$$v_e^{stdy} = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e \tag{7.3b}$$

$$v_e^{prc} = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e - \frac{\gamma \Delta}{\alpha} \frac{\sqrt{H_e^2 - H_w^2}}{1 + \alpha^2} \tag{7.3c}$$

$$H_D = 4\pi M_s N_z \tag{7.3d}$$

DMI=0.1～1.0 erg/cm² の傾斜電界結果の磁界換算と磁界シミュレーションを比較した結果は図 7.9～7.13 である。

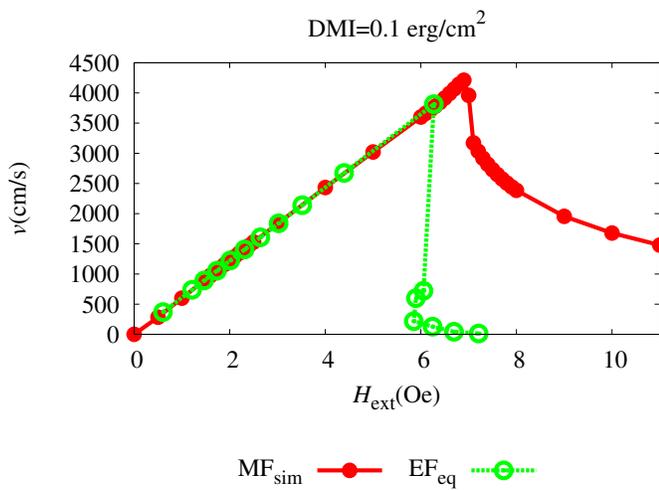


図 7.9 DMI=0.1 erg/cm² での磁界換算式と磁界シミュレーション比較

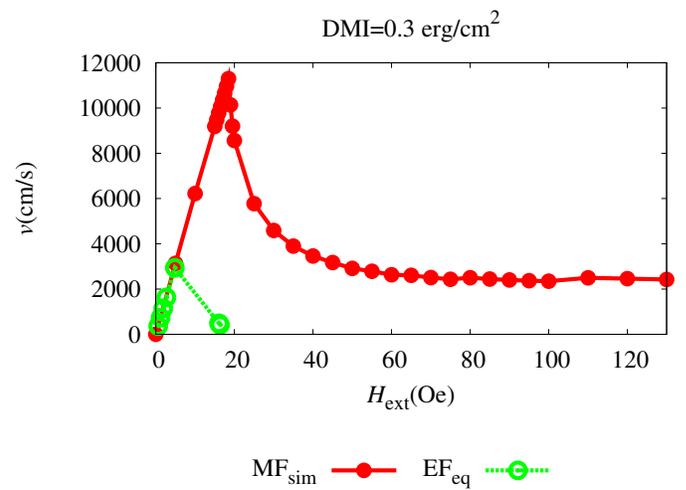


図 7.10 DMI=0.3 erg/cm² での磁界換算式と磁界シミュレーション比較

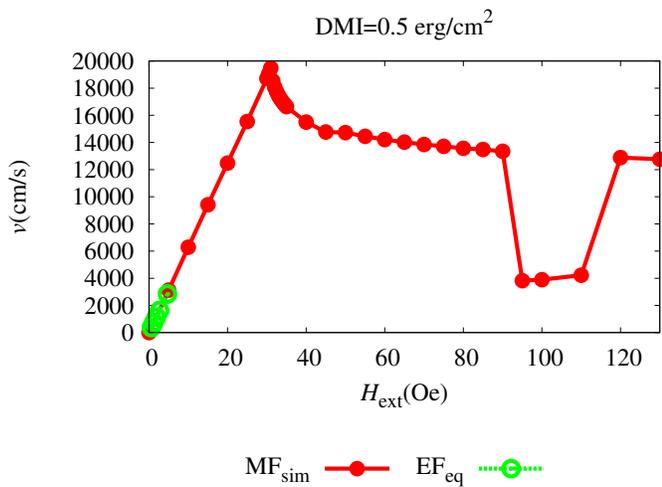


図 7.11 DMI=0.5 erg/cm² での磁界換算式と磁界シミュレーション比較

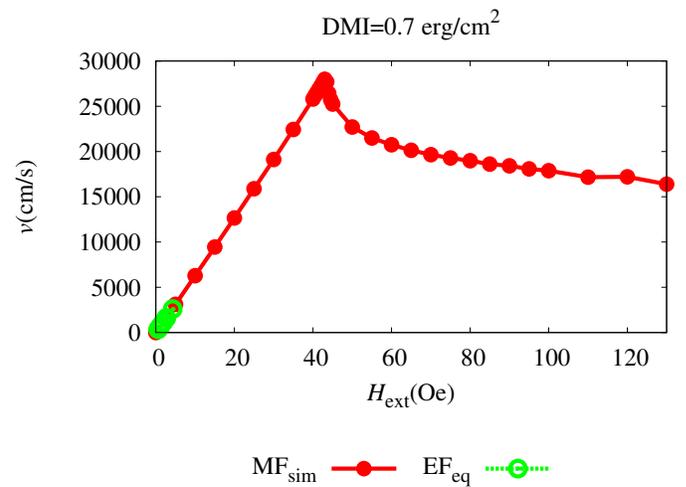


図 7.12 DMI=0.7 erg/cm² での磁界換算式と磁界シミュレーション比較

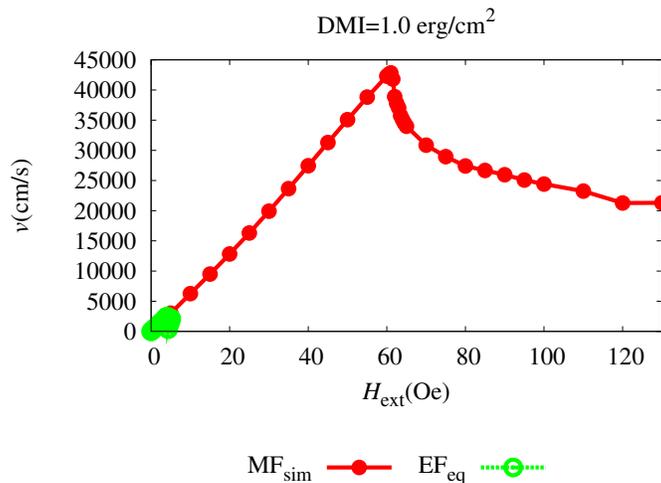


図 7.13 DMI=1.0 erg/cm² での磁界換算式と磁界シミュレーション比較

いずれの結果でも、磁界駆動に対して磁壁の移動度は一致するが、Walker breakdown の結果が著しく一致しないことが分かった。また、Breakdown 後は、計算不可能の状態であった。これは図 7.6, 7.7 に示すように、磁壁幅が著しく伸びたことや、磁界換算式で DMI の効果が含まれていないからである。

DMI の値を 0.01~0.09 erg/cm² に設定し、磁壁移動シミュレーションを行った。図 7.14, 7.15 がその結果である。また、図 7.16, 7.17 に磁壁幅変化を示す。

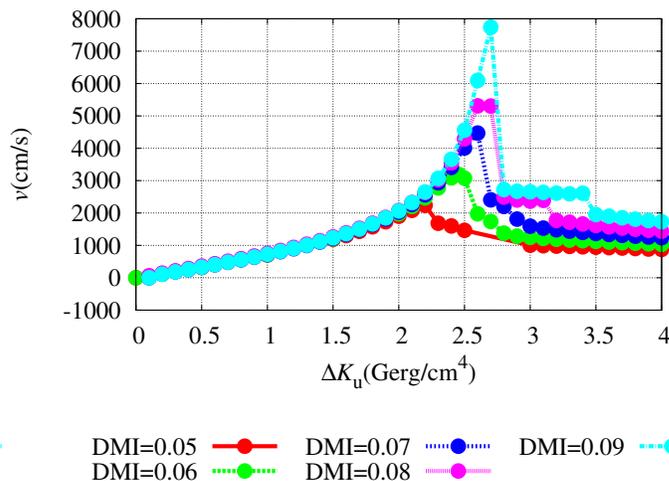
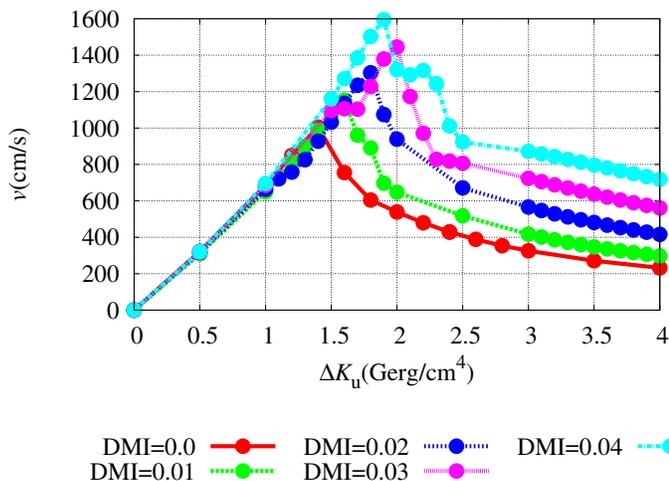


図 7.14 DMI=0, 0.1 erg/cm² による磁壁移動速度変化

図 7.15 DMI=0.3~1.0 erg/cm² による磁壁移動速度変化

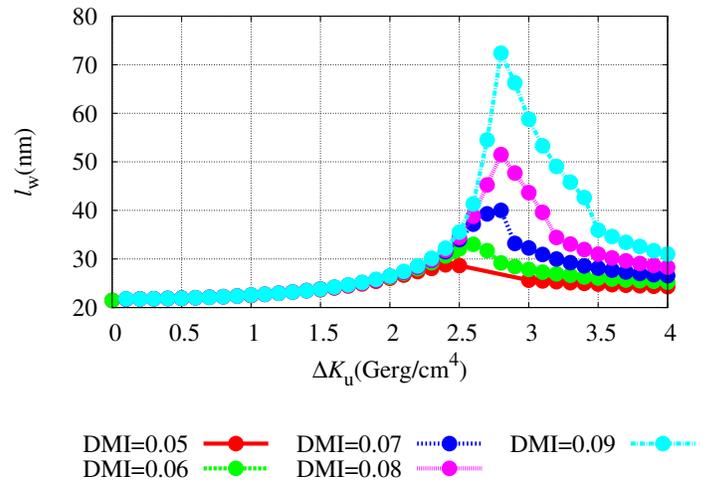
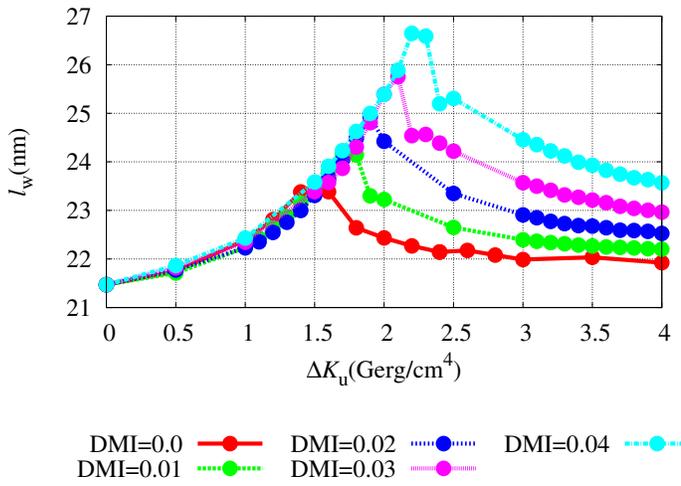


図 7.16 DMI=0, 0.1 erg/cm² による磁壁幅変化

図 7.17 DMI=0.3~1.0 erg/cm² による磁壁幅変化

傾斜電界による各シミュレーション結果を磁界換算式より変換した結果を比較した。磁界換算式は式 (7.4a)~(7.4d) である (再掲)。

$$H_e = \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\partial \sqrt{K_u - 0.5H^D M_s}}{\partial x} \right)$$

$$= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\sqrt{K_u^0 - 0.5H^D M_s} - \sqrt{K_u^1 - 0.5H^D M_s}}{p} \right) \quad (7.4a)$$

$$v_e^{stdy} = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e \quad (7.4b)$$

$$v_e^{prc} = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e - \frac{\gamma \Delta}{\alpha} \frac{\sqrt{H_e^2 - H_w^2}}{1 + \alpha^2} \quad (7.4c)$$

$$H_D = 4\pi M_s N_z \quad (7.4d)$$

式 (7.4b),(7.4c) において使用する磁壁幅パラメータ Δ の値は、DMI を考慮していない傾斜電界シミュレーションでは、残留磁化状態の磁壁幅を使用して算出していた。しかしながら、DMI を考慮した傾斜電界シミュレーションでは、磁壁幅の変化が磁気異方性減少率の上昇に伴い、指数関数的に上昇している。ここから、式 (7.4b),(7.4c) において使用する磁壁幅パラメータ Δ の値は、残留磁化状態の磁壁幅 (Δ_{init}) と傾斜電界シミュレーションから求めた磁壁幅 ($\Delta_{\Delta K_u}$) の 2 種類でそれぞれ計算した。

磁界換算結果を、傾斜電界シミュレーション、磁界移動シミュレーションそれぞれと比較したのが図 7.18~7.35 である。

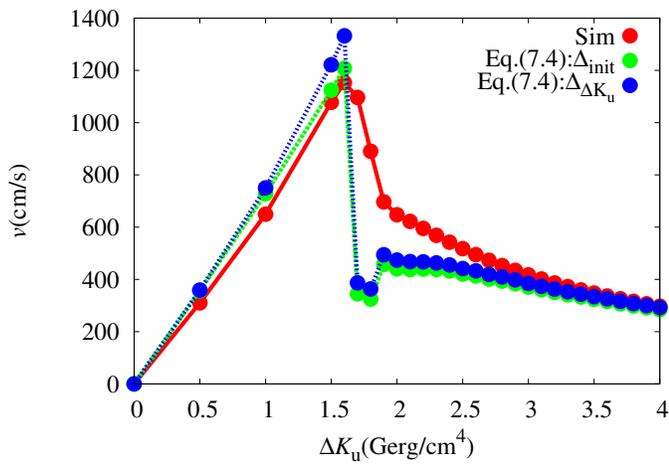


図 7.18 DMI=0.01 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

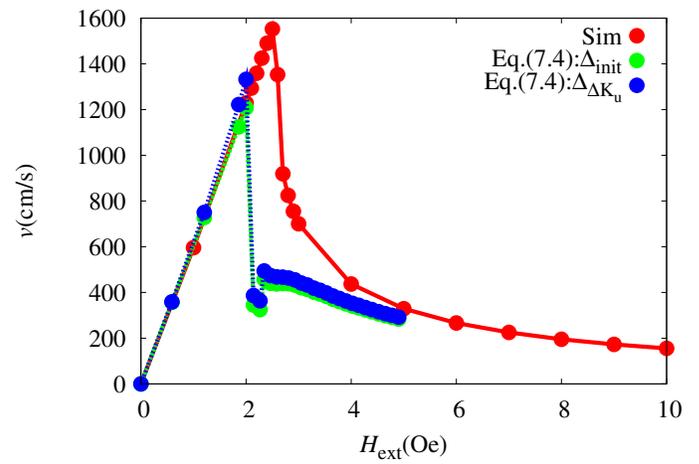


図 7.19 DMI=0.01 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

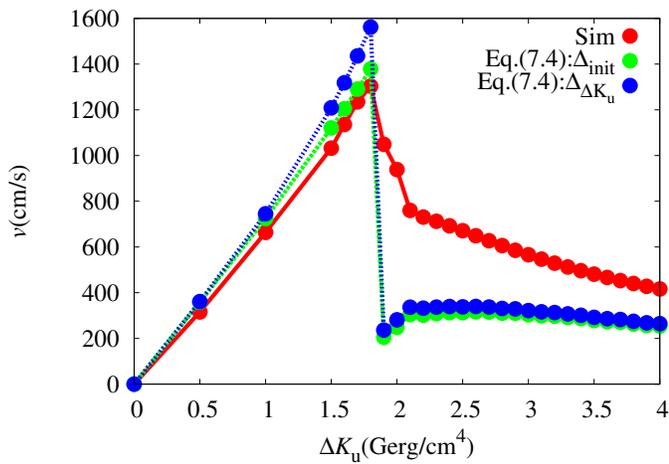


図 7.20 DMI=0.02 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

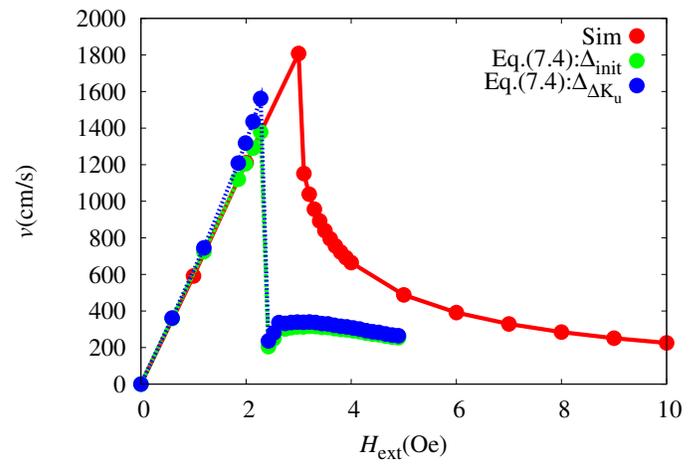


図 7.21 DMI=0.02 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

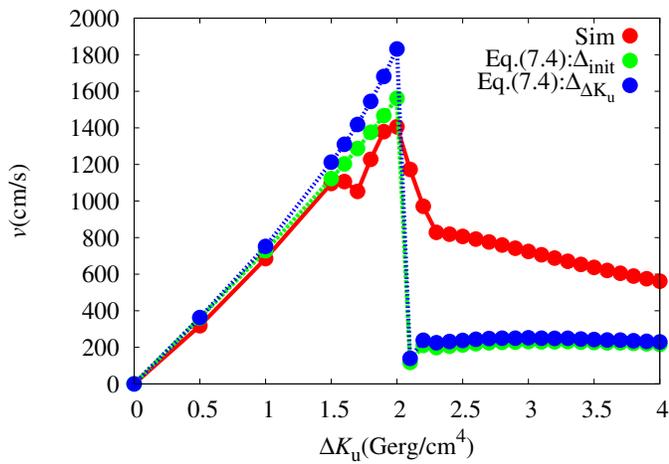


図 7.22 DMI=0.03 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

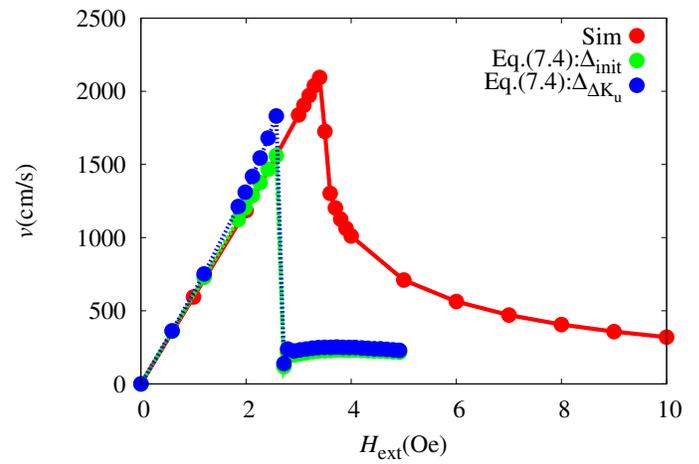


図 7.23 DMI=0.03 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

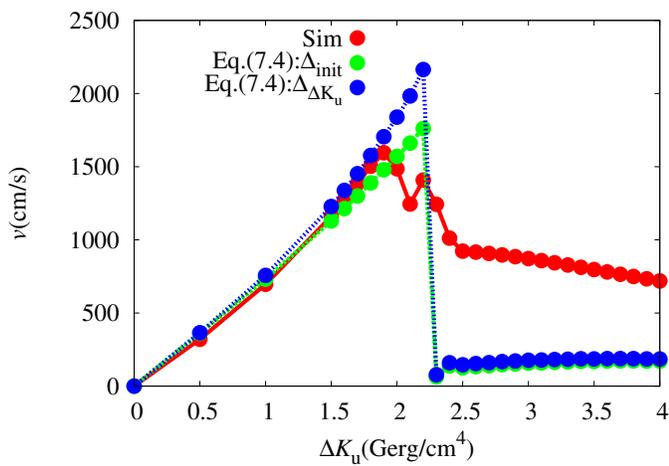


図 7.24 DMI=0.04 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

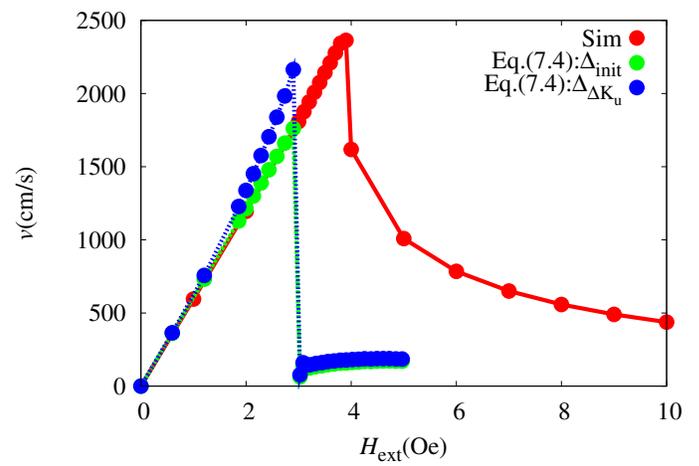


図 7.25 DMI=0.04 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

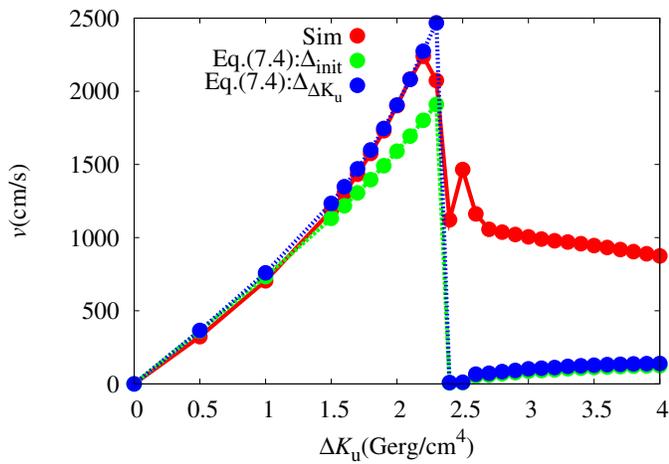


図 7.26 DMI=0.05 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

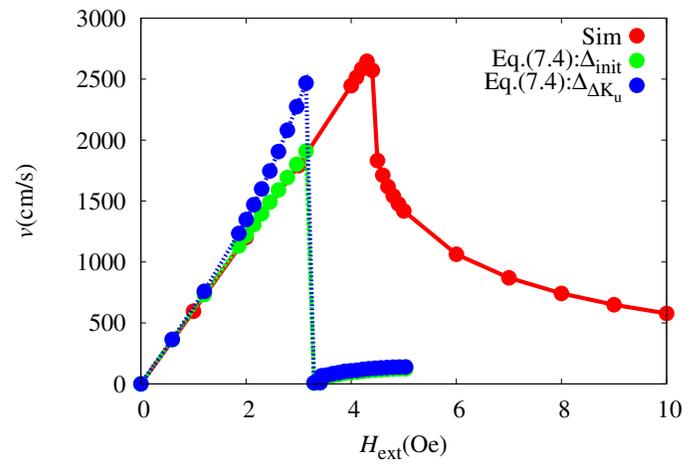


図 7.27 DMI=0.05 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

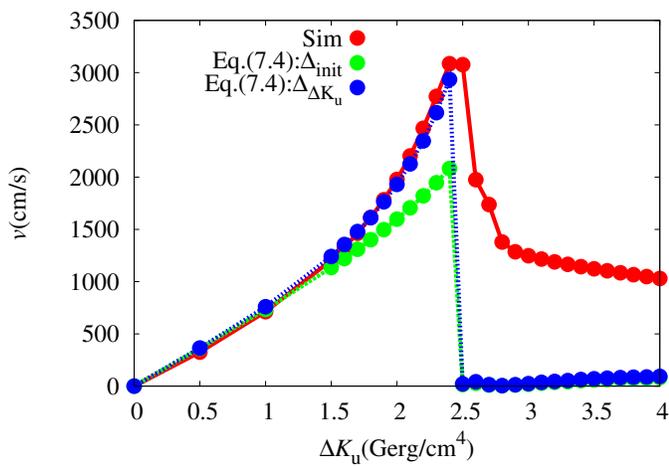


図 7.28 DMI=0.06 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

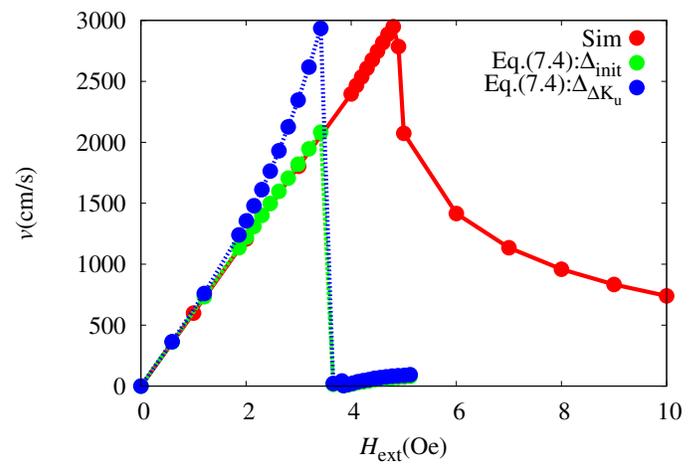


図 7.29 DMI=0.06 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

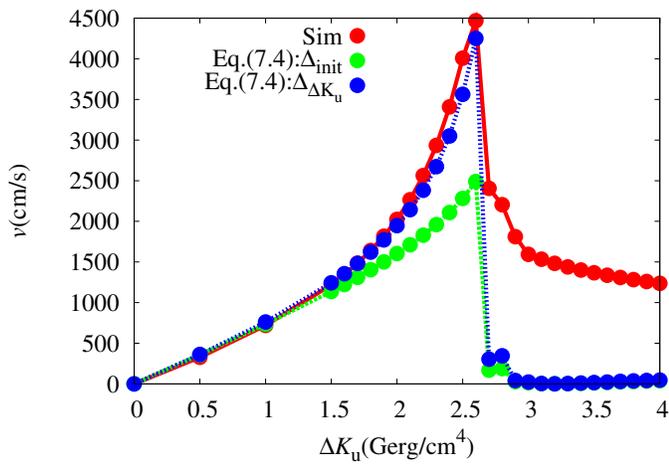


図 7.30 DMI=0.07 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

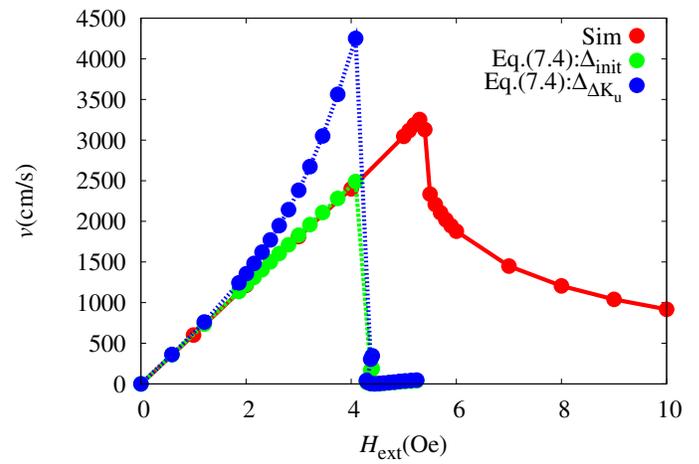


図 7.31 DMI=0.07 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

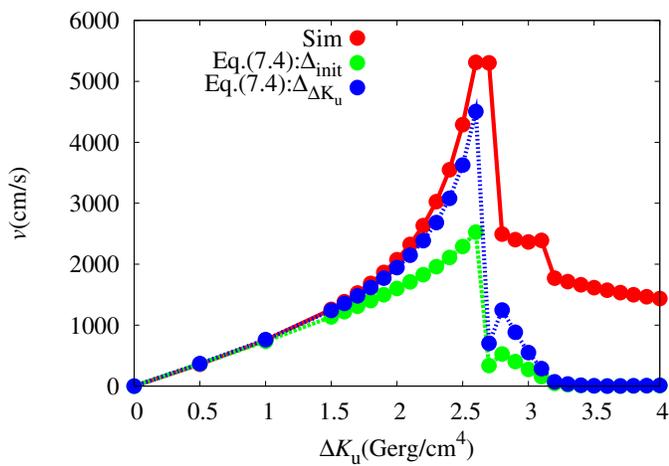


図 7.32 DMI=0.08 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

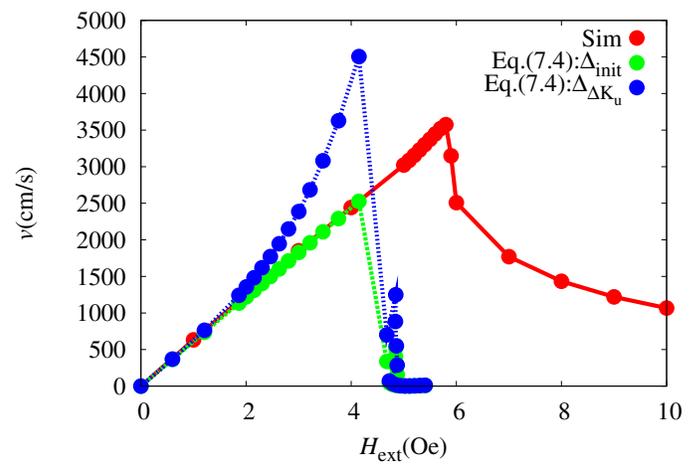


図 7.33 DMI=0.08 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

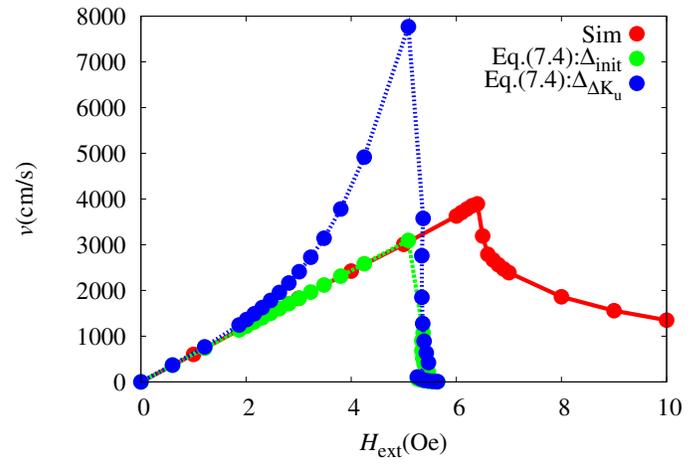
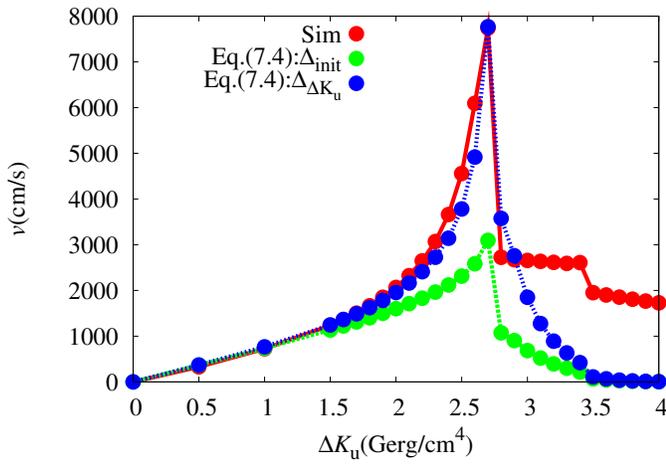


図 7.34 DMI=0.09 erg/cm² での傾斜電界シミュレーションと磁界換算結果比較

図 7.35 DMI=0.09 erg/cm² での磁界シミュレーションと磁界換算結果比較

傾斜電界シミュレーションと比較した場合、DMI=0.04 erg/cm² 以下では、磁壁幅の変化が緩やかであることから、残留磁化状態の磁壁幅 (Δ_{init}) を使用した場合の変換結果が傾斜電界による磁壁移動シミュレーションと近似可能であることが示された。DMI=0.05 erg/cm² 以上では、磁壁幅の変化が顕著になることから、シミュレーションによって求めた磁壁幅 ($\Delta_{\Delta K_u}$) による換算結果が傾斜電界シミュレーションの速度と近似可能であることが示された。

磁界シミュレーションと比較した結果、DMI=0.06 erg/cm² 以下では、シミュレーションによって求めた磁壁幅から算出した結果が、磁界移動シミュレーションの Walker breakdown 時の速度以下であることが分かった。

これらの結果から、磁壁幅の変化の緩やかな、DMI=0.01~0.06 であれば、磁界換算が可能と判断した。磁界換算した結果を図 7.36 に示す。使用した磁壁幅は、傾斜電界シミュレーションより求めた磁壁幅を使用している。

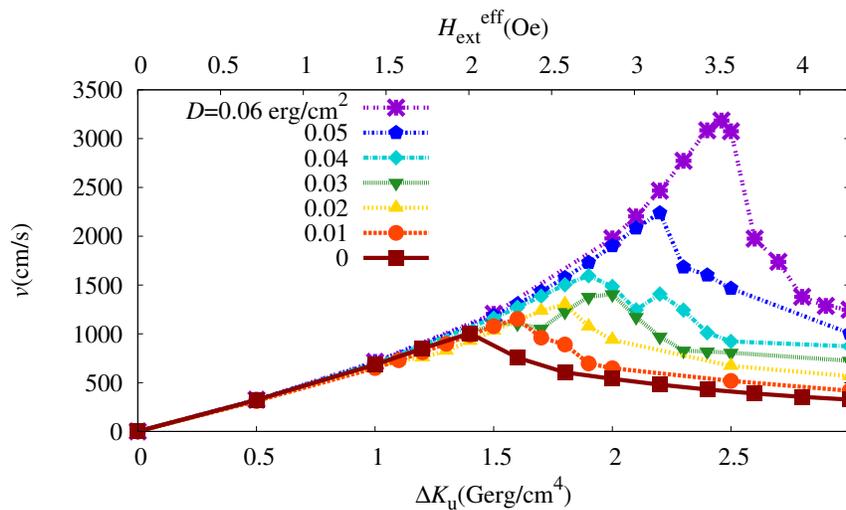


図 7.36 DMI=0~0.06 erg/cm² における磁気異方性減少率と磁界換算による磁壁移動速度変化

これより、傾斜電界のピーク速度は約 3 倍程度上昇することを確認した。また、Walker breakdown field も約 1.5 倍上昇することを確認した。

7.5 まとめ

始めに、DMI の影響を考慮した磁界移動シミュレーションを行った。DMI=0.1 erg/cm² において、磁壁のピーク速度が約 4 倍の上昇を確認した。また、Precessional motion 下において、Bloch line を形成しつつ磁壁移動をしており、1 周期において 2 回生成することも確認した。DMI の Walker field 解析式と磁界移動シミュレーションの Walker field の一致を確認し、DMI の磁界移動シミュレーションの正当性を確認した。

傾斜電界シミュレーションでは、DMI=0.01 erg/cm² 以上で、磁壁のピーク速度上昇を確認した。しかしながら、磁界換算式より得られた換算速度と、DMI の磁界シミュレーション結果は、DMI の値が上昇するにしたがって誤差が大きくなることが確認された。この理由として、傾斜電界の Walker breakdown 付近では、磁壁が大幅に伸びており、磁界換算が正しく行えなかったこと、磁界換算式には DMI の影響による磁壁のピーク速度上昇が考慮されていないことや、DMI が磁壁幅に直接影響を与える関係が示されなかったためと考えられる。

これより、DMI をかけても Walker breakdown 前後で磁壁幅が大きく伸びない DMI=0.06 erg/cm² 以下において、傾斜電界を磁界換算したところ、DMI=0.06 erg/cm² において、Walker breakdown が 3.5 Oe であること、磁壁のピーク速度が DMI をかけない状態と比較して約 3 倍上昇を確認した。また、磁気異方性の初期値を使用した磁界移動シミュレーションと比較したところ、約 2.5 倍の上昇を確認した。以上より、DMI によるピーク速度上昇効果が有効であることを示した。

第8章 まとめ

本研究の目的は、電界のみで磁壁駆動を行うために、傾斜電界を用いる手法を提案し、その有効性をマイクロマグネティックシミュレーション及び数値解析から示すことであった。そのため、磁界移動シミュレーションによるシミュレーションプログラム作成、傾斜電界シミュレーションによる磁壁移動調査、傾斜電界の駆動力解明のため磁界換算式作成、DMIによる傾斜電界のピーク速度上昇をシミュレーションより調査を行った。

傾斜電界による磁壁移動シミュレーションの結果、磁壁移動が発生することを確認した。磁壁の運動は、磁界による磁壁移動と類似し、Walker breakdown 発生前ではSteady motion、発生後はPrecessional motion を確認した。また、Walker breakdown 時の異方性減少率は $\Delta K_u = 1.4 \text{ Gerg/cm}^4$ であることを確認した。

傾斜電界の磁界換算式を、以下に示す。

$$\begin{aligned} H_e &= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\partial \sqrt{K_u - 0.5H^D M_s}}{\partial x} \right) \\ &= \frac{2\sqrt{A}}{M_s} \left(\frac{\sqrt{K_u^0 - 0.5H^D M_s} - \sqrt{K_u^1 - 0.5H^D M_s}}{p} \right) \\ v_e^{stdy} &= \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e \\ v_e^{prc} &= \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H_e - \frac{\gamma \Delta \sqrt{H_e^2 - H_w^2}}{\alpha (1 + \alpha^2)} \end{aligned}$$

この解析式を用いて傾斜電界シミュレーション結果を磁界換算した結果、傾斜電界シミュレーションによる磁壁移動速度と磁界換算によって得られた磁壁移動速度がよく一致することを確認し、傾斜電界による磁壁移動は、磁気異方性の変化による実効磁界の変化であることが判明した。これより、対応する磁界による磁壁移動と同等の力であることが分かった。このとき、Walker breakdown field は、磁界換算で 1.8 Oe であることを確認した。

磁気異方性の初期値である $K_u = 4.1 \text{ Merg/cm}^3$ の磁界移動シミュレーションと傾斜電界の磁界換算結果を比較したところ、磁壁の移動度が一致し、Walker breakdown field が不一致であることを確認した。この理由は場所毎の磁気異方性が変化することに起因すると推測した。この推測を調査するため、傾斜電界で Walker breakdown が発生する磁気異方性の値 $K_u = 3.9 \text{ Merg/cm}^3$ を初期値とした磁界シミュレーションと比較したところ、 $K_u = 3.9 \text{ Merg/cm}^3$ での磁界移動シミュレーション結果と、傾斜電界の磁界換算結果がよく近似することが分かった。Walker breakdown field は、 $K_u = 3.9 \text{ Merg/cm}^3$ では 1.67 Oe、傾斜電界では 1.8 Oe であり、速度は 1100cm/s とほぼ同一であった。これより、磁界シミュレーションと傾斜電界シミュレーションでの Walker breakdown の変化は磁気異方性の値が関係することがシミュレーションから分かった。この関係性を解析的に判定するため、静磁界を考慮した Walker breakdown field の解析式を用いて解析したところ、 $K_u = 3.9 \text{ Merg/cm}^3$ を初期値とした磁界シミュレーションと値がほぼ一致し、傾斜電界の磁界換算とも近似したことから、Walker breakdown field の変化は磁気異方性の場所毎の変化であることが解析された。

傾斜電界の磁界換算から、Walker breakdown field が 1.8 Oe と判明し、磁気異方性初期値を使用した磁界移動シミュレーションに対し、Walker breakdown field が減少していることを確認した。磁壁のピーク速度上昇のため、DMI を適用した磁壁移動シミュレーションを行った。

磁界移動シミュレーションでは、DMI=0.1 erg/cm² において、磁壁のピーク速度が約 4 倍の上昇を確認した。また、Precessional motion 下において、Bloch line を形成しつつ磁壁移動をしており、1 周期において 2 回生成

することも確認した。DMI の Walker field 解析式と磁界移動シミュレーションの Walker field の一致を確認し、DMI の磁界移動シミュレーションの正当性を確認した。

傾斜電界シミュレーションでは、DMI=0.1 erg/cm² 以上で、磁壁のピーク速度上昇を確認した。しかしながら、磁界換算式より得られた換算速度と、DMI の磁界シミュレーション結果は、DMI の値が上昇するにしたがって誤差が大きくなることが確認された。この理由として、傾斜電界の Walker breakdown 付近では、磁壁が大幅に伸びており、磁界換算が正しく行えなかったこと、磁界換算式には DMI の影響による磁壁のピーク速度上昇が考慮されていないことや、DMI が磁壁幅に直接影響を与える関係が示されなかったためと考えられる。

これより、DMI をかけても Walker breakdown 前後で磁壁幅が大きく伸びない DMI=0.06 erg/cm² 以下において、傾斜電界を磁界換算したところ、DMI=0.06 erg/cm² において、Walker breakdown が 3.5 Oe であること、磁壁のピーク速度が DMI をかけない状態と比較して約 3 倍上昇を確認した。また、磁気異方性の初期値を使用した磁界移動シミュレーションと比較したところ、約 2.5 倍の上昇を確認した。

以上の結果から、本研究の目的である電界のみでの磁壁移動が実現可能であることを、傾斜電界による磁壁移動が可能であることより示した。また、その駆動力が場所ごとの磁気異方性変化による実効磁界変化であることをシミュレーションと磁界換算式から示し、DMI によるピーク速度上昇効果が傾斜電界磁壁移動でも現れることが示され、MRAM において動作周波数の引き上げが可能であることを示した。電界のみでの磁壁移動は、移動中に電流を流さないため、必要電力が原理的に 0 となることから、本方式による大幅な電力削減の可能性を示した。

今後の課題

DMI を考慮した傾斜電界シミュレーションにおいて、作成した解析式では磁壁の移動度の一致を確認した。しかしながら、磁壁のピーク速度が、DMI の値に伴い著しく離れることから、DMI を考慮した系において、作成した解析式では変換の精度が粗いと考えられる。本研究で示した解析式は、DMI 項を含めていない。また、先行研究では、DMI による磁化構造変化は磁壁移動自体には影響しないことが示されている。これらから、解析式に DMI 項、磁化構造変化の影響を考慮した項の追加によって、DMI を考慮した系において換算結果の精度が上昇すると考えられる。

参考文献

- [1] S. S. P. Parkin, *et. al.*, "Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory", *Science* **320**, 190 (2008).
- [2] 電流駆動磁壁移動デバイスの低電力動作につながる 2 種類の障壁
http://www.kyoto-u.ac.jp/static/ja/news_data/h/h1/news6/2013/130618-1.htm
- [3] S. Fukami, *et. al.*, "Low-current perpendicular domain wall motion cell for scalable high-speed MRAM", *2009 symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers* **24**, pp.230-231 (2009)
- [4] 垂直磁化型磁壁移動メモリ用磁性細線の磁壁電流駆動観察
http://www.spring8.or.jp/ext/ja/iuss/htm/text/12file/adv_mag_mat/6th/130311-4_tanigawa.pdf
- [5] XMCD-PEEM による磁壁移動型 MRAM 磁性パターンの動的磁区観察
http://www.spring8.or.jp/ext/ja/iuss/htm/text/06file/adv_mag_mat-4/ooshima.pdf
- [6] XMCD-PEEM を用いた XMCD-PEEM を用いた磁壁移動型メモリ用サブミクロン磁性パターンの磁区観察
http://support.spring8.or.jp/Doc_workshop/PDF_090317/magnetic_8.pdf
- [7] D. Chiba, *et. al.*, "Electrical manipulation of magnetization reversal in a ferromagnetic semiconductor", *Science* **301**, pp943-945(2003).
- [8] M. Yamanouchi, *et. al.*, "Current-assisted domain wall motion in ferromagnetic semiconductors", *JJAP.* **45**, pp3854-3859(2006).
- [9] D. Chiba, *et. al.*, "Magnetization vector manipulation by electric fields", *Nature.* **455**, pp515-518(2008).
- [10] M. Sawicki, *et. al.*, "Experimental probing of the interplay between ferromagnetism and localization in (Ga, Mn)As", *Nat. Phys.* **6**, pp22-25(2010).
- [11] A. J. Schellekens, *et. al.*, "Electric-field control of domain wall motion in perpendicularly magnetized materials", *Nat. Commun.* **3**, 847(2012).
- [12] D.Chiba, *et. al.*, "Electric-field control of magnetic domain-wall velocity in ultrathin cobalt with perpendicular magnetization", *Nat. Commun.* **3**, 888 (2012).
- [13] U. Bauer, *et. al.*, "Electric field control of domain wall propagation in Pt/Co/GdOx films", *Appl. Phys. Lett.* **100**, 192408 (2012).
- [14] H. Kakizakai, *et. al.*, "Direct observation of domain wall motion in Co/Pt wire under gate electric field", *J. Appl. Phys.* **52**, (2013).
- [15] A. Fert, *et. al.*, "Skyrmions on the track", *Nnano* **8**, pp152-156(2013).
- [16] S. Robert, A. Thiaville, "Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction", *APS Phys.* **88**, 184422(2013).

-
- [17] A. Thiaville, "Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films", *et. al.*, *EPL*. **100**, 57002(2012).
- [18] N.L.Schryer, and L.R. Walker, "The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields" *JAP*, **46**, 5406(1974).
- [19] A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski, "Magnetic Domain Walls in Bubble Materials", *Academic Press, New York*, 1979
- [20] J. Sampaio, *et. al.*, "Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures", *Nnano*. **8**, pp839-844(2013).
- [21] H. Ohno, *et. al.*, "Electric-field control of ferromagnetism", *Nature*. **408**, 944(2000).
- [22] D. Chiba, *et. al.*, "Simulation of magnetization switching by electric-field manipulation of magnetic anisotropy", *Appl. Phys. Lett.* **96**, 192506(2010).
- [23] A. Mougin, *et. al.*, "Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires", *EPL*. **78**, 57007(2007).
- [24] Y. Nakatani, *et. al.*, "Direct Solution of the Landau-Lifshitz-Gilbert Equation for Micromagnetics", *JAP*. **28**, 2485-2507(1989).
- [25] T. Shiratori, *et. al.*, "High-density magneto-optical recording with domain wall displacement detection", *J. Mang. Soc Jpn.* **22**, pp47-50(1998).
- [26] B. G. Huth, "Calculations of Stable Domain Radii Produced by Thermomagnetic Writing", *IBM J. Res, Develop.*, **18**, pp100-109(1974).
- [27] 山本哲朗, "数値解析入門", サイエンス社, pp107-109, 1976
- [28] T. Koyama, *et. al.*, "Control of Domain Wall Position by Electrical Current in Structured Co/Ni Wire with Perpendicular Magnetic Anisotropy", *Appl. Phys. Exp.* **1**, 101303(2008).

発表リスト

- 国際学会
 - S. Murayama, K. Yamada, and Y. Nakatani, "Computer simulation of domain wall motion induced by a slope electric field" IEEE Intermag 2015 Beijing GT-10(2015)
- 国内学会
 - 村山 創、山田啓介、仲谷栄伸, "傾斜電界印加による磁壁駆動シミュレーション" 第38回日本磁気学会学術講演会 3aE-3(2014)
 - 村山 創、山田啓介、仲谷栄伸, "傾斜電界印加による磁壁駆動シミュレーション" 日本物理学会第70回年次大会 23pAD-5(2015)
 - 村山 創、山田啓介、仲谷栄伸, "傾斜電界による磁壁移動のシミュレーション解析" 第39回日本磁気学会学術講演会 9aC-2(2015)
 - 村山 創、山田啓介、仲谷栄伸, "DMI効果を考慮した傾斜電界による磁壁移動シミュレーション" 日本物理学会第71回年次大会 19pPSB-53(2016)

謝辞

本論文執筆にあたり、また研究活動全般において最後まで指導していただきました、電気通信大学 仲谷栄伸教授に心から感謝致します。また、仲谷研究室博士研究員 山田啓介氏と同研究室 2013 年度博士修了生 佐藤知徳氏には、研究活動において様々な助言、指導を頂きましたことに感謝します。同研究室 2015 年度修士修了生 中村慧氏、入江将太氏、2016 年度修士修了生 林田洋喜氏、修士 1 年 穂積繁氏には研究における議論に関わってもらい感謝します。