

保磁力の配向度依存性と保磁力メカニズム (I)

松浦 裕

公益財団法人 応用科学研究所

Coercivity Mechanism Derived from Alignment Dependence of Coercivity

Yutaka Matsuura

(Research Institute for Applied Sciences)

はじめに

NdFeB 焼結磁石の磁化反転メカニズムは NdFeB 磁石の主相結晶粒である $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ の異方性の低いところから、磁化反転の芽が発生(Nucleation)し、結晶全体に広がるという一斉回転メカニズムと熱揺らぎによる活性化体積から、同じく異方性の低い場所で磁化反転核に成長した反転磁区から磁壁移動により、 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 結晶粒内に磁壁が侵入することにより直反転が進むという True Nucleation モデルが提唱されている。

しかし、この両者を検証する方法として保磁力の角度依存性が用いられており、磁化の一斉回転で直反転が進むのか、磁壁移動で直反転が進むのかについては多くの議論がなされてきた。

報告では、直反転メカニズムを検討する方法として保磁力の $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 結晶粒の配向度性について報告する。

実験方法

実験に用いた磁石組成は Dy 量を変えることにより保磁力レベルの異なる組成合金(1) $\text{Nd}_{14.1}\text{B}_{6.1}\text{Fe}_{\text{bal.}}$,

(2) $\text{Nd}_{12.1}\text{Dy}_{2.1}\text{B}_{6.1}\text{Fe}_{\text{bal.}}$, (3) $\text{Nd}_{10.2}\text{Dy}_{4.1}\text{B}_{6.1}\text{Fe}_{\text{bal.}}$ と高い配向度($\alpha=0.991$)を有する(4) $\text{Nd}_{12.37}\text{B}_{5.76}\text{Fe}_{\text{bal.}}$ (Ref.)およびフェライト磁石(5) $\text{Sr}_{0.76}\text{La}_{0.24}\text{Fe}_{11.5}\text{O}_{19}$ を用いた。

磁石作成は通常の粉末冶金的手法を用いた。成型時の配向磁界(H)を(H=0~2.6T)まで変え異なる配向度を持つ磁石を作成した。配向度の測定には直測定と EBSD(Electron Back Scattered Diffraction)により評価を行った。

実験方法

図1に保磁力レベルの異なる(1)から(3)の磁石の保磁力の配向度依存性から得られた保磁力を用い

保磁力減少率(β)= $(H_{cJ}-H_{cJ\text{isotropy}})/H_{cJ\text{isotropy}}$ (H_{cJ} :配向磁石の保磁力、 $H_{cJ\text{isotropy}}$:等方性磁石の保磁力) から得られた結果を、図2に等方性磁石の磁化分布を Br 点および保磁力点で磁化一斉回転の場合および磁壁移動の場合について示している。配向磁石での保磁力点での磁化分布の考察から、一斉回転モデルでは配向度の向上と共に保磁力は増加することになり、実験結果を説明することができない。一方、磁壁移動モデルでは $\alpha=1$ における保磁力は等方性磁石の保磁力の $1/\sqrt{2}$ となり実験結果を定性的に説明できる。

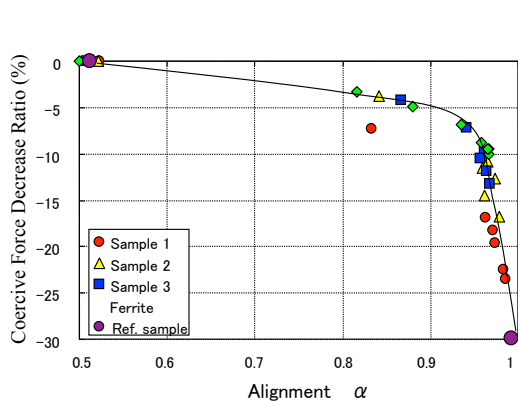


図1 保磁力減少率(β)の配向度依存性

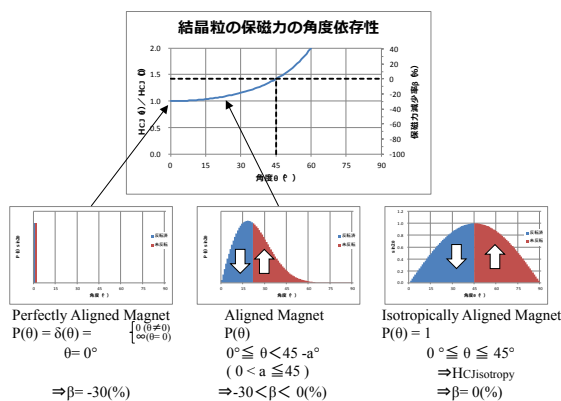


図2 磁壁移動モデルの保磁力角度依存性と保磁力減少率

参考文献

- 1) Y. Matsuura; The 22 International Workshop Proceeding of REPM2012, 147-150
- 2) Y. Matsuura, J. Hoshijima, R. Ishii; J. Magn. Mater. 336 (2013) 88-92

大規模シミュレーションによる熱間加工磁石モデルの初磁化過程

塚原宙、岩野薫、三俣千春¹、小野寛太
(高エネ研,¹ 物材機構)

Large-scale micromagnetics simulation for initial magnetization process of hot-deformed permanent magnet

H. Tsukahara, K. Iwano, C. Mitsumata¹, K. Ono
(KEK, ¹NIMS)

はじめに

高い保磁力と大きな磁化を持つ高性能永久磁石の開発には磁石内で起こる磁化ダイナミクスの解明が不可欠である。マイクロマグネティクスシミュレーションは磁性体の磁化ダイナミクスを明らかに出来るため永久磁石研究でも利用されてきた。しかしながら永久磁石は数 100 nm 以上の粒径を持つ多数の粒子から構成され、磁壁の厚みは数 nm であるので、正確な磁化ダイナミクスの計算には必然的に大規模なシミュレーションが不可欠となる。先行研究において我々はマイクロマグネティクスシミュレーターを改良し、1 億セルを超えるシミュレーションを可能とした [1]。本発表では改良したシミュレーターを用い熱消磁状態からの初磁化における磁化ダイナミクスについて報告する。

計算手法

平均の厚みおよび結晶粒径が 32nm および 200nm の扁平粒子を z 軸方向 (Fig. 1 (a) 参照) に積み重ね、ナノサイズの粒子からなる熱間加工磁石モデルを作成した。この磁石モデルの大きさは $2048 \times 2048 \times 512 \text{ nm}^3$ であり、1 辺の長さが 2nm の立方体セルで分割した。シミュレーションでは 3384 個の粒子からなる系を約 3 億個の計算セルを用いて計算している。初期状態ではランダムに磁化を配置した。磁化ダイナミクスは Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を周期境界条件下で解く事により求めた。磁石を構成する物質は $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ を想定し、飽和磁化 1281 emu/cm^3 、磁気異方性定数 $4.0 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$ およびギルバートダンピング定数 1.0 を用いた。また交換ステイフネス定数は粒子内および粒子間交換相互作用に対して $7.7 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$ および $7.7 \times 10^{-9} \text{ erg/cm}$ を用いた。シミュレーションは KEK のスーパーコンピューティングシステム Blue Gene/Q で実行した。

結果

完全にランダムな磁化配置から計算された熱消磁状態を Fig. 1(b) に示す。熱消磁状態では多磁区構造が現れる。磁化は容易軸 (z 軸) 方向では、反磁場の影響により、向きを揃える傾向を示す。これに対し容易軸垂直方向 (xy 面内) ではランダムに配置される。磁区は粒子内を区切り、磁壁を内部に持つ粒子が存在している。熱消磁状態から外部磁場を変化させて計算した磁化曲線を Fig. 1(c) に示す。磁化は初め急激に増加するが、その後ほとんど変化しなくなり、更に外部磁場を大きくすると再度増加する傾向を示した。

謝辞

本研究は、(独) 科学技術振興機構 (JST) による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。スーパーコンピュータシミュレーションは、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の大型シミュレーション研究 (課題番号 15/16-01) により行われた。

[1] H. Tsukahara, S.-J. Lee, K. Iwano, N. Inami, T. Ishikawa, C. Mitsumata, H. Yanagihara, E. Kita, and K. Ono, AIP Advances 6, 056405 (2016).

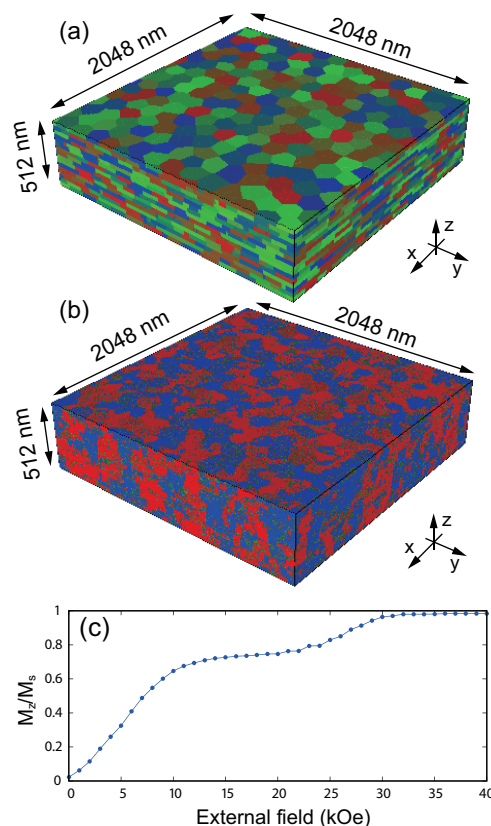


Fig 1: (a) The schematic of the simulation model, (b) the thermal demagnetization state and (c) the initial magnetization curve.

リバースモンテカルロ法による磁区構造の再構築の最尤決定

時井真紀、喜多英治*、三俣千春**、小野寛太***、柳原英人、松本紳
(筑波大、茨城高専**、物質・材料研究機構、***高エネルギー加速器研究機構)

Maximum Likelihood Decision of reconstruction of magnetic domain structure in Reverse Monte Carlo Method

M.Tokii, E.Kita, C.Mitsumata*, K.Ono**, H.Yanagihara, M.Matsumoto

(Univ. of Tsukuba, *Ibaraki National College of Technology,

National Institute for Materials Science, *High Energy Accelerator Research Organization)

実空間での磁区構造は磁化過程の解釈に多くの情報を与えるため、磁区構造の可視化が求められている。しかし、中性子散乱実験から得られた逆空間像から実空間像への直接的な変換は不可能なため、リバースモンテカルロ法¹⁾による像の再構成を試みた。仮定した磁区構造から求めたフーリエ像の比較を繰り返す過程で、収束を早め、より正解像に近づけるために、シュミレーティッドアニールとフーリエ像の拡張、ならびに初期状態の像を磁化から決定する手法を用いている。この手法により Fig.1 の上部に示す正解像①と計算結果②が得られた。未知の値を周囲点の平均から求めるという手法でフーリエ像の拡張を行っていることから、完全に一致する像は得られないが、再構成した像と正解像では、磁区幅²⁾は比較的近いことがわかる。

複数の計算結果と正解像の磁区幅を比較した結果、Fig.1 下部に示すように、どの像も磁区幅が小さくなるという傾向が確認できた。また Fig.2 からストライプ像に位相ずれが生じた場合においても、磁区幅が減少することがわかる。よって、リバースモンテカルロ法により、得られた複数の候補データから磁区構造を決定する判定基準として、平均磁区幅が最も大きいものを採用するという最尤決定が有効であると考えられる。

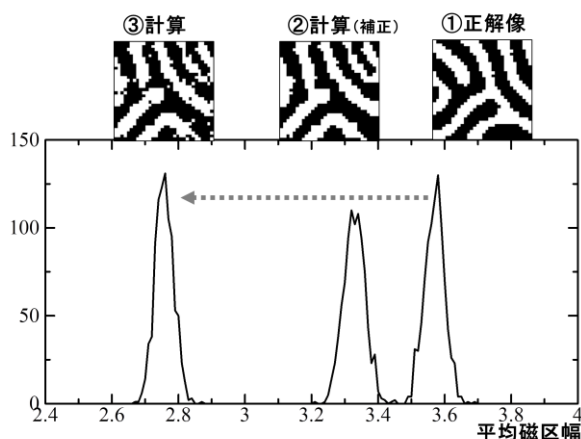


Fig.1 RMC から得た磁区像と正解像の平均磁区幅
(①は正解像、②は計算から得た像を示す)

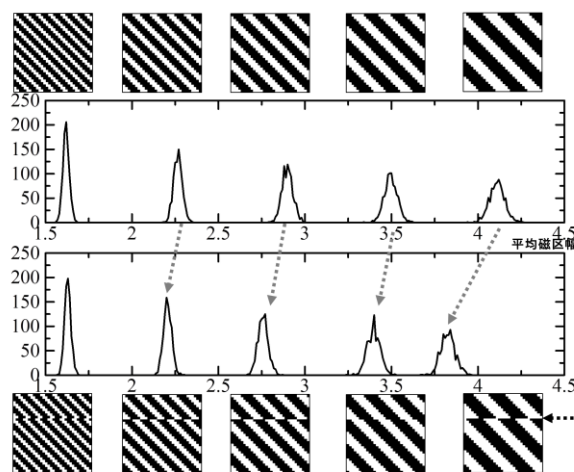


Fig.2 ストライプ像と平均磁区幅
(下図は、位相ずれを与えたストライプ像の場合)

謝辞

本研究は、(独) 科学技術振興機構(JST)による産学共創基礎基盤研究「革新的次世代高性能磁石」の支援を受けて行われたものである。

参考文献

- 1) O.Gereben, L.Pusztai and R.L.McGreevy, J. Phys.: Condens.Matter, 22, 404216(2010).
- 2) W. Szmaja, J. Grobelny, M. Cichomski, S. Hirose, Y. Shigemoto, Acta Materialia 59, 531-536 (2011).

強誘電体 LiNbO_3 基板上に作製した微小磁性体の磁区構造

山口明啓¹, 大河内拓雄², 保井晃², 木下豊彦², 中島武憲¹, 山田啓介³
(¹兵庫県大高度研, ²高輝度光科研, ³岐阜大工)

Magnetic Domain structure induced on nanomicromagnets on a LiNbO_3 substrate

A. Yamaguchi¹, T. Ohkouchi², A. Yasui², T. Kinoshi², T. Nakajima¹, K. Yamada³
(¹ Univ. Hyogo, ²JASRI, ³Gifu Univ.)

はじめに

磁性体の磁化反転機構は、基礎学理だけではなく応用技術にも極めて重要である。最近では、外部磁場ではなく、強磁性体に直接電流[1-3]あるいは電圧[4]を印加することによって、磁化反転や磁壁移動が起きることが報告されている。電流による磁化反転および磁壁駆動では、不揮発性磁気メモリ等に 응용が期待されているが、電流を伴うため発熱や書き込み電流密度が高いことが問題となっている。本研究では、新奇な磁化反転機構として、固体の結晶構造において、磁気モーメントと格子が直接結合していることに着目し、固体中を伝播する格子振動によって磁壁駆動を誘発する実証実験とその物理機構の究明を目標とした。図1のように、磁壁は外部磁場印加によって磁区構造の境界に存在しており、磁区変形とともに移動することで磁化反転が起きる。表面弾性波による格子振動が伝搬することで、磁壁移動が生じる可能性について研究を行う。

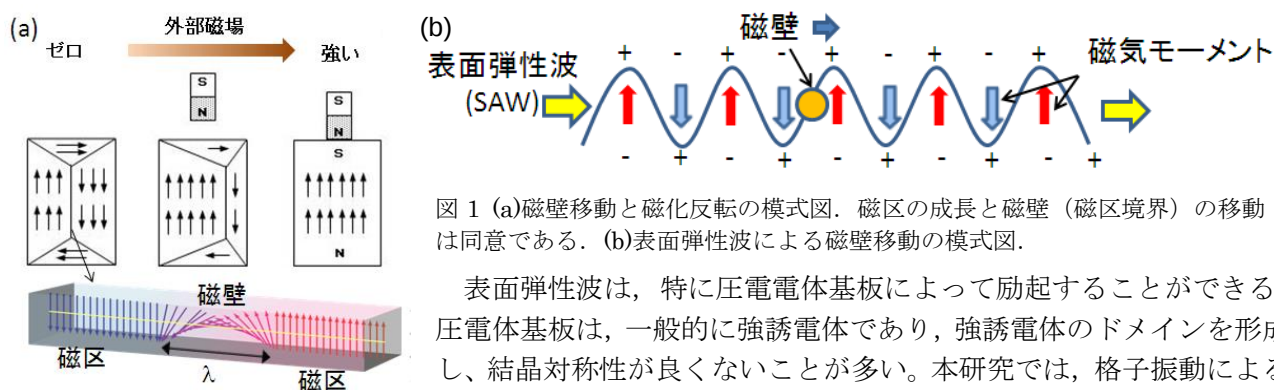


図1 (a)磁壁移動と磁化反転の模式図。磁区の成長と磁壁（磁区境界）の移動は同意である。(b)表面弾性波による磁壁移動の模式図。

表面弾性波は、特に圧電電体基板によって励起することができる。圧電体基板は、一般的に強誘電体であり、強誘電体のドメインを形成し、結晶対称性が良くないことが多い。本研究では、格子振動による磁化反転あるいは磁壁駆動現象を研究する前に、まず格子歪みが大きな結晶系に静磁エネルギーで磁区構造を制御する微小磁性体を配置した場合に、どのような磁区構造を形成するのかを究明することにした。

実験結果と考察

圧電体基板として、ニオブ酸リチウム基板を用いた。半導体微細加工を用いて、Ni および $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (パーマロイ) から構成される微小磁性体を基板上に系統的に配置した。磁区構造観察は、SPring-8 BL25SU および BL17SU の X 線磁気円二色性光電子顕微鏡(XMCD-PEEM)を用いて行った。[5] XMCD-PEEM 観察の結果、Ni では基板の結晶歪を反映したような特異な磁区構造が形成される一方、格子との相互作用が小さいとされるパーマロイでは環流磁区構造が形成されることが分かった。講演では、マイクロマグネティクス計算との比較検討を行い、磁区構造形成に関連する物理機構について議論を行う。

参考文献

- [1] L. Berger, J. Appl. Phys. 55 (1984) 1954; *ibid.* 71 (1992) 2721. [2] G. Tatara, K. Kohno and J. Shibata, Phys. Rep. 468 (2008) 213. [3] A. Yamaguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 077205. [4] J. C. Slonczewski and J. Z. Sun, J. Magn. Magn. Mater. 310 (2007) 169. [5] T. Ohkouchi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 51 (2012) 128001.

謝辞 本研究は、科研費 B, 萌芽研究および川西新明和教育財団による支援によって行われた。電気通信大学 仲谷教授には有意義な議論を頂いたことに感謝申し上げます。