

パルス電流を用いたパックマンディスクにおける Vortex Core の極性反転

山田啓介, 佐藤知徳, 仲谷栄伸
電通大情報理工

Switching of the Magnetic Vortex Core in a Pac-man Disk using a Single Current Pulse
Keisuke Yamada, Tomonori Sato, and Yoshinobu Nakatani,
Graduate School of Informatics and Engineering, The University of Electro-Communications,

はじめに

磁気渦構造は、ソフト磁性体で作られた直径数百 nm～数 μm 程度の磁気ディスクに現れる特徴的な磁区構造である。磁気渦構造は、還流磁区構造(右/左巻き)や Vortex Core(渦コア)と呼ばれる中心部の吹き出し磁化(上/下向き)を持ち、それぞれ二成分の要素が独自にあることから、この特性を利用した不揮発性の記録素子が期待されている[1]。近年、渦コアの向きを交流・パルス・回転磁場/電流を用いて効率よく反転させる研究が盛んに行われてる[2,3]。今までに我々は、磁気ディスクにノッチ構造を持つパックマンディスク(PM)と呼ばれる磁気ディスクに注目し[4]、パルス磁場を用いて渦コアの反転エネルギーを減少させることを示した[5]。今回我々は、渦コア反転の制御性を高める方法を調べるため、ナノ秒オーダーのパルス電流を用いてパックマンディスク中の渦コア反転についてマイクロマグネティックシミュレーションより調べた。

結果

渦コアの樽型形状を再現するために、シミュレーションでは3次元モデルを用いた。ディスクを $2 \times 2 \times 2.5 \text{ nm}^3$ の立方体セルで分割し、各セル内の磁気モーメントの運動は Landau-Lifshitz-Gilbert 方程式を解いて求めた。計算に用いたディスクは、直径 $D=200 \text{ nm}$ 、膜厚 $h=40 \text{ nm}$ 、ノッチサイズは、円周外側からの深さ d とノッチ角度 θ で定義した(図 1(a))。今回の計算では、ディスクや電極を流れる電流分布も考慮した。物質定数は、パーマロイ材の値を用いた[3,5]。パルス電流強度とパルス幅による反転の有無について調べた結果を図 1(b)に示す。渦コア反転に必要な閾反転電流密度($j_c = 1.1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$)は、同じ直径、膜厚を持つ円ディスクに比べて 75 %減少した。渦コア反転が起こる際に生成されるコアの向きは、コアの移動によって誘起されるキネティック磁場[3]の方向で決まることがわかった。また、渦コアの向きは、適切なパルス長と電流密度を持つパルス電流の印加方向により、一意に決めることが可能であることを示した。

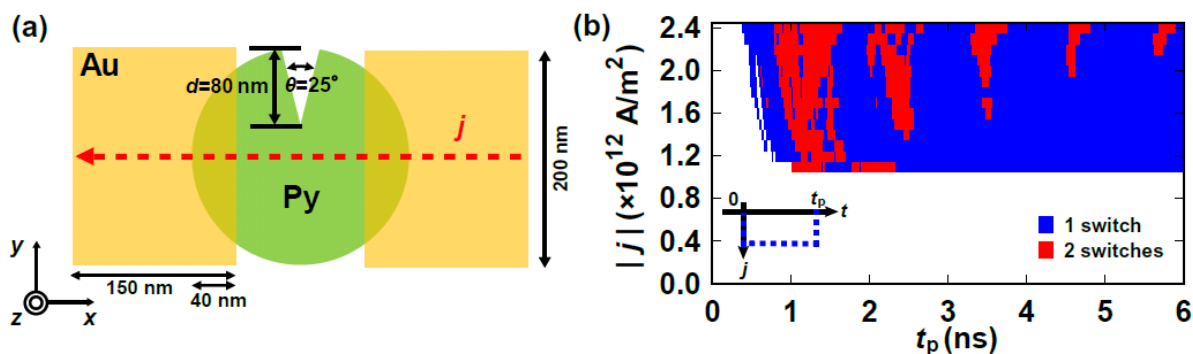


Figure 1 (a) Simulation model of the PM disk. (b) Diagram of the core switching as a function of the current pulse duration and amplitude in the PM disk.

参考文献

- [1] T. Shinjo, *et al.*, *Science* **289**, 930 (2000). [2] B. Van Waeyenberge, *et al.*, *Nature* **444**, 461 (2006).
[3] K. Yamada, *et al.*, *Nature Mat.* **6**, 270 (2007). [4] M. H. Park, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 329 (2003).
[5] T. Sato, *et al.*, *Appl. Phys. Express.* **7**, 033303 (2014).

拡張フーリエ像を用いたリバースモンテカルロ法による磁区構造の再構成

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、*物質・材料研究機構、**高エネルギー加速器研究機構

Reconstruction of magnetic domain structure using Reverse Monte Carlo method with extended Fourier image

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

Univ. of Tsukuba, *National Institute for Materials Science,

**High Energy Accelerator Research Organization

中性子回折実験において得られた逆格子空間での情報から実空間での磁区構造を再構成することは、磁化過程の解釈に有用である。しかし、位相情報が欠落しているため、磁区構造への再構成は困難である。そこで回折データ分析に広く用いられ、3次元構造モデルの再構築にも利用されているリバースモンテカルロ法^{1,2)}を用いた磁区構造の可視化を試みた。これまで、実空間像として、ストライプ構造や迷路構造を仮定し、リバースモンテカルロ法により、磁区構造の再構成を試みてきた。ボルツマン関数を用いたシミュレーテッドアニールの手法を取り入れることにより逆空間像と一致する磁区構造を得ることはできた。しかし、位相情報の欠落が原因で、磁区構造にずれが生じてしまう結果となった。そこで、逆空間像を拡張することで、実空間の位相のずれを回避する方法をリバースモンテカルロ法に取り入れた。実空間像と逆空間像を拡張した際の関係性から、未知の領域の算出方法を検討した結果、隣接する既知の値の平均を使用することで、Fig.1の計算結果に示すように実空間像における位相のずれを改善することができた。今後、さらに有効な手法を検討する予定である。

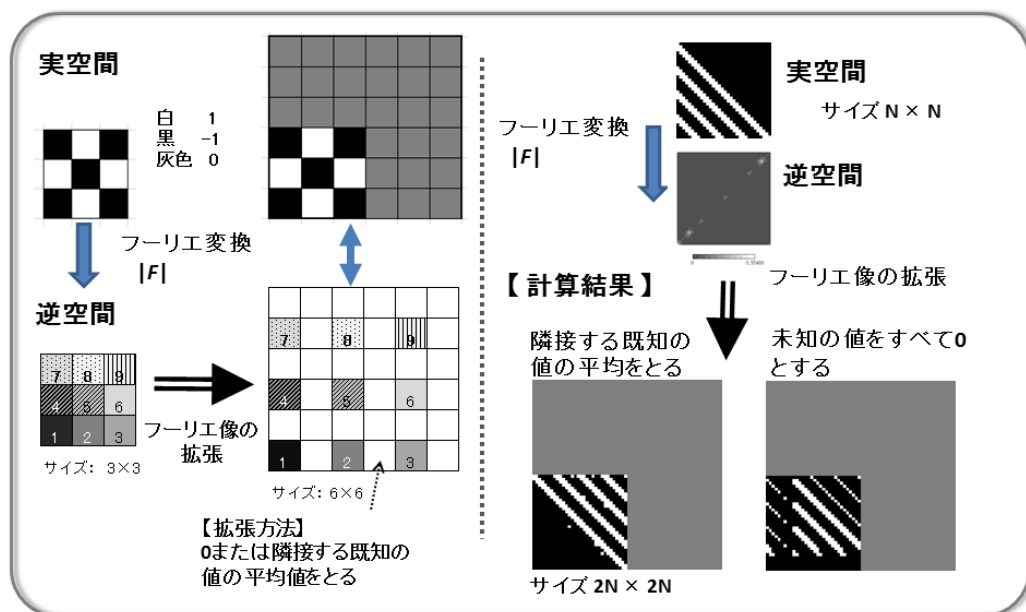


Fig.1 拡張フーリエ像を用いたリバースモンテカルロ法による計算手法と結果

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) K.Hagita, H.Okamoto, T. Arai, H.Kishimoto, N.Umesaki, Y.Shinohara, Y.Amemiya, AIP Conf. Proc. 368(2006) .
- 2) O.Gereben, L.Pusztai and R.L.McGreevy, J. Phys.: Condens.Matter, 22, 404216(2010).

積層 CoPt 垂直磁気異方性薄膜の層間相互作用が磁区構造に及ぼす影響

河村春樹, 早川研人, 杉田龍二
(茨城大)

Effect of interlayer interaction on domain structure of CoPt stacked thin films with perpendicular anisotropy

H. Kawamura, K. Hayakawa, and R. Sugita
(Ibaraki Univ.)

はじめに

Co 基垂直磁気異方性薄膜は高い結晶磁気異方性と飽和磁化を有するため, ハードディスク用記録層として研究されている¹⁾. 積層 Co 基垂直磁気異方性薄膜の層間相互作用と磁気特性との関係について多くの研究が行われているが^{2), 3)}, 静磁相互作用が磁区構造に及ぼす影響に関しては不明な点が多い. 本研究では, CoPt/Pt/CoPt 垂直磁気異方性薄膜において特に静磁相互作用に着目し, それが磁区構造に与える影響について検討した.

実験方法

積層 CoPt 薄膜は RF マグネトロンスパッタリング装置を用いて基板加熱を行わず作製した. 構造は, $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x(3 \text{ nm})/\text{Pt}(\delta_{\text{Pt}} \text{ nm})/\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x(10 \text{ nm})/\text{Pt}(100 \text{ nm})/\text{Glass substrate}$ である. $x = 20, 30,$ 及び 40 at\% とした. 成膜時の Ar ガス圧を 2 mTorr とし, Pt 中間層の膜厚 δ_{Pt} を $0 \sim 30 \text{ nm}$ の範囲で変化させた. 磁区構造は磁気力顕微鏡 (MFM) により観察した.

実験結果

膜面垂直方向磁場により AC 消磁した積層 CoPt 垂直磁気異方性薄膜の MFM 像を Fig. 1 に示す. いずれの組成においても, δ_{Pt} が薄い場合には $\delta_{\text{Pt}} = 0$ と同様の maze 磁区が見られ, δ_{Pt} が厚くなると irregular 磁区になる. これは, δ_{Pt} が薄い場合には上層と下層が静磁的に結合し, 両層の磁化分布が一体化したためである. なお, $\delta_{\text{Pt}} = 0$ の膜が $\delta_{\text{Pt}} \neq 0$ の積層膜に比べて maze 磁区の幅が狭くなっているのは, 交換相互作用が加わるためと思われる. 一方, δ_{Pt} が厚くなると, 上層に及ぼす下層の影響が減少するため, 膜厚 3 nm の CoPt 単層膜の磁区である irregular 磁区が出現する. Fig. 1 より, maze 磁区から irregular 磁区へ変化するときの δ_{Pt} の値 $\delta_{\text{Pt,T}}$

は, Pt 含有量が 20 at\% から 40 at\% に増加するのに伴って約 25 nm から 15 nm に減少していることがわかる. このような $\delta_{\text{Pt,T}}$ の Pt 含有量依存性は, 飽和磁化の減少に伴う漏れ磁場の減少に起因するものと考えられる.

謝辞

本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究 C(24560394)により行われました. ここに深謝致します.

参考文献

- 1) Y. Wang, J. Ariake, T. Wang, S. Watanabe, N. Honda, F. S. Li, K. Ouchi: *J. Appl. Phys.*, **107**, 7732 (2010).
- 2) Y. Yamaguchi, S. Sato, S. Kumagai, T. Komine, and R. Sugita: *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, pp. 3584-3587(2013).
- 3) L. Lei, Y. Lu, Z. Liu, Y. Lv, Y. Zhang, S. Liu, C. Hao, and W. Lv: *J. Magn. Magn. Mater.*, **325**, 117 (2013).

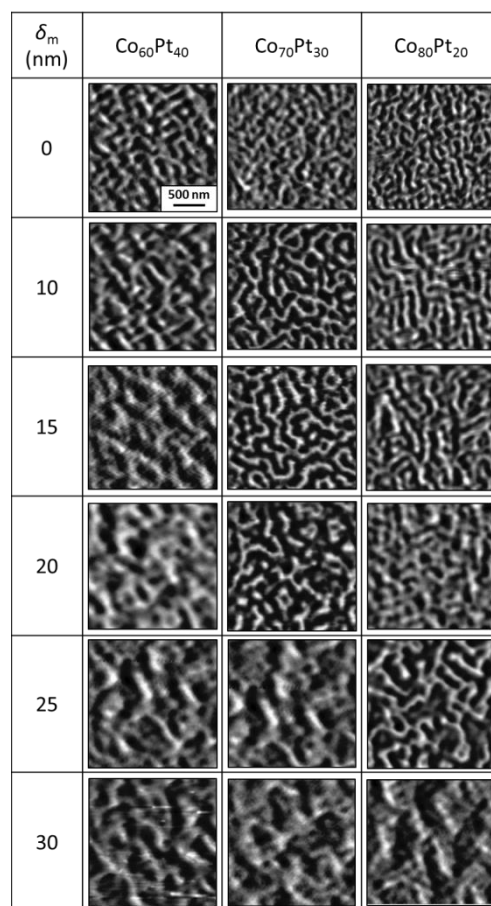


Fig. 1 MFM images of CoPt / Pt / CoPt films.

希土類金属 Dy の磁場誘起相転移相における磁気ヒステリシス・スケーリング特性

小原遼, 小林悟

(岩手大学)

Magnetic hysteresis scaling in a field-induced phase for rare-earth metal Dy

Ryo Obara, Satoru Kobayashi

(Iwate University)

背景

磁壁の非可逆的移動を反映した B-H ヒステリシスループにおいて、その変数間に普遍的な磁気スケーリング特性が成り立つことが知られており、近年この法則性を利用した材料評価が着目されている。前回、リング型 Dy 多結晶試料を用いた B-H ループ測定から、ブロッホ磁壁の非可逆的移動が支配的な強磁性相の他、スパイラル磁壁が寄与するヘリカル相においても、べき指数 1.3~1.4 のスケーリング則が成り立つことが見出された。¹⁾ この結果はスケーリング則が磁壁、磁気秩序相に依存しないことを示唆する。しかし、励磁コイルを巻き付けたリング試料を用いたため最大磁場に実験的制約があった。そこで本研究では SQUID 磁化測定装置を用い、複雑な磁気構造を有する希土類金属 Dy の広い温度・磁場領域において磁気ヒステリシス・スケーリング則の妥当性を検証したので報告する。

実験方法

SQUID 磁束計を用いて多結晶 Dy 棒状試料について BH ループ測定を行った。Dy は面内磁気異方性を持ち、多彩な磁性相 ($T_c=85\text{K}$ 以下: 強磁性、Neel 温度 $T_N=175\text{K}$ 以下: ヘリカル磁性、有限磁場中: ヘリファン磁性、ファン磁性) を示す。²⁾ $T=10\sim 170\text{K}$ 、 $H<2\text{T}$ の温度磁場範囲で測定を行った。

実験結果

ゼロ磁場近傍において強磁性相及びヘリカル磁性相の両相でべき指数 $n_m=1.36\pm 0.05$ のスケーリング則が得られた。これは以前のリング状試料で得られたべき指数と同様の値であり、磁壁の種類に依存しないスケーリング則の存在が本測定系でも確認された。

図 1 に有限磁場 H_{dc} の周りで測定した結果を示す。測定は磁化が大きく磁場変化する磁場誘起相転移磁場近傍で行い、それぞれ強磁性相 ($T=120\text{K}$, $H_{dc}=5250\text{Oe}$), ファン磁性相 ($T=150\text{K}$, $H_{dc}=9250\text{Oe}$), ヘリファン磁性相 ($T=170\text{K}$, $H_{dc}=10500\text{Oe}$) 近傍のデータに対応する。ヒステリシス損失 W_F^* と残留磁束密度 B_R^* の間にスケーリング則が存在し、べき指数は $n_m=1.62\pm 0.02$ の値を示した。ゼロ磁場近傍での値からのずれの理由については不明であるが、有限磁場下でもべきのスケーリング則が成立することが確認された。

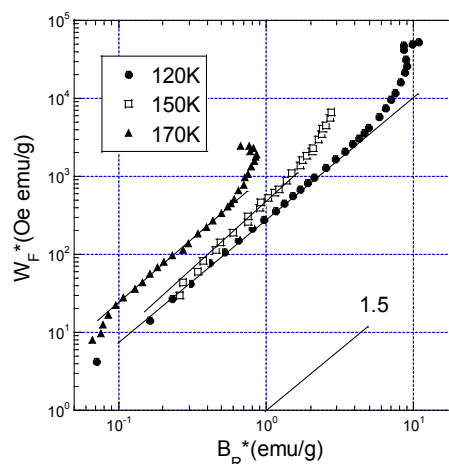


図 1: 有限磁場中におけるヒステリシス損失 W_F^* と残留磁束密度 B_R^* の両対数プロット

参考文献

- 1) S. Kobayashi, Phys. Rev. Lett. 106, 057207 (2011).
- 2) S. Legvold, Ferromagnetic Materials, (North-Holland Physics Publishing, 1986), p. 183.

磁気コンプトン散乱による希土類-遷移金属薄膜の

スピン・軌道・元素選択ヒステリシス測定

安居院あかね、櫻井浩*、鈴木宏輔*

(原子力機構、*群馬大院理工)

Spin/Orbital/Element specific hysteresis curve of rare earth - transition metal film by magnetic Compton scattering measurement

A. Agui, H. Sakurai*, K. Suzuki*

(JAEA, *Gunma Univ.)

はじめに

最近、磁気コンプトン散乱と SQUID・VSM 等の測定と組み合わせた、スピン選択磁気ヒステリシス曲線 (SSMH) および軌道選択磁気ヒステリシス曲線 (OSMH) の測定が報告されている^{1,2)}。さらに、我々は磁気コンプトンプロファイル (MCP) を解析し、元素選択磁気ヒステリシス曲線 (ESMH) を測定する手法を開発した^{3,4)}。本発表では、これまでに希土類-遷移金属薄膜について行った SSMH、OSMH および ESMH の測定結果^{3,4)}を報告する。

実験方法

磁気コンプトン散乱測定は大型放射光施設 SPring-8・BL08W で行った。試料は Tb, Co, Fe をターゲットとし RF スパッタリング法で Al フォイル箔 (12 μ m) 上に成膜した。薄膜はアモルファス合金であり、膜厚は 1 μ m とした。磁気コンプトン散乱および SQUID 磁力計の測定は、磁場を薄膜面に垂直に印加して行った。

実験結果

Fig. 1(a), (b)に Tb₄₃Co₅₇, Tb₃₂Fe₅₅O₁₃ の磁化曲線を示す^{3,4)}。実線は SQUID 磁力計で測定した全磁化曲線、●は磁気コンプトン散乱から求めた SSMH、○は全磁化曲線と SSMH の差から求めた OSMH である。Tb₄₃Co₅₇ では SSMH と OSMH が全磁化と同じ極性になっているのに対し、Tb₃₂Fe₅₅O₁₃ は SSMH が全磁化曲線と同じ極性で、OSMH が逆を向いている。また、SSMH と OSMH の形状は異なっている。これは希土類、遷移金属ごとの磁気モーメントの印加磁場依存性を反映していることがわかった。本手法は磁化反転を引き起こす前駆現象の検証など磁気スイッチング研究に応用できると考えている。

参考文献

- 1) A. Agui et al., J. Synchrotron Radiat., 17 (2010) 321.
- 2) M. Itou et al, Appl. Phys. Lett., 102 (2013) 082403.
- 3) A. Agui et al., Appl. Phys. Express, 4 (2011) 083002.
- 4) A. Agui et al., J. Appl. Phys., 114 (2013) 183904.

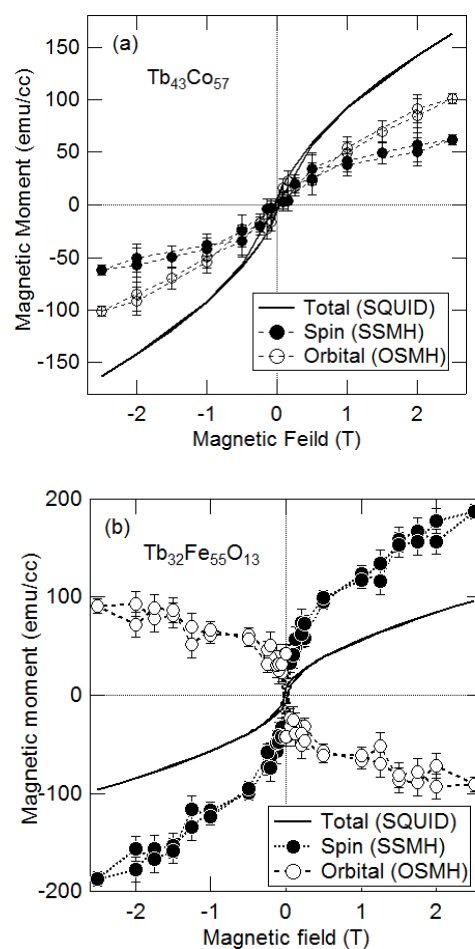


Fig. 1: (a) Magnetization curves of total, spin and orbital magnetic moment of Tb₄₃Co₅₇ and (b) Tb₃₂Fe₅₅O₁₃ films.^{3,4)}

X 型強磁性交差細線における磁気反渦生成過程

後藤 穰、棚澤 友幾、関口 康爾*、能崎 幸雄**
 (慶大理工、*JST PRESTO、**JST CREST)

Magnetization process of antivortex in X-shaped ferromagnetic cross wire

M. Goto, T. Tanazawa, K. Sekiguchi, Y. Nozaki
 (Keio University, *JST PRESTO, **JST CREST)

はじめに

磁気渦や磁気反渦と呼ばれるトポロジカルな磁化構造は磁化ダイナミクスの理解や人工格子への応用など、基礎と応用の両面から注目されている[1, 2]。しかし、磁気渦と比べて磁気反渦は実験の報告例が少なく、適切な試料形状や着磁過程があまり理解されていない。そこで本研究では磁気反渦の磁化過程を理解するため、X 型交差細線[3]の異方性磁気抵抗(AMR)比の変化を測定し、磁場掃引後の磁気力顕微鏡(MFM)像と比較した。更に、交差細線の磁化過程と磁気反渦の電気的な判別手法についても報告する。

実験方法

図 1 に X 型 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 交差細線の光学顕微鏡写真と回路図を示す。左上の電極端子から右下の電極端子へ電流を印加しながら磁場掃引に伴う抵抗変化を 2 端子測定した。初めに x 方向へ -100 mT を印加し、磁化を飽和させる。次に電気抵抗を測定しながら磁場 $B_x > 0$ mT で折り返し、零磁場へ掃引する。その後、MFM 測定より交差中心の磁区構造を確認した。

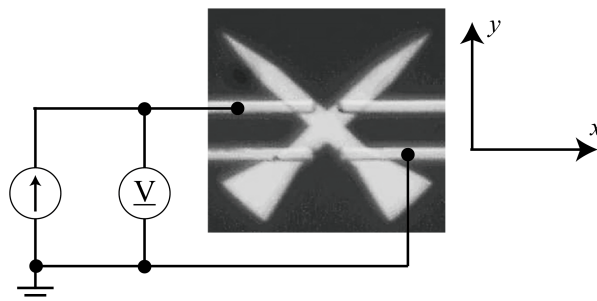


図 1 交差細線の光学顕微鏡写真と回路図

実験結果

図 2 に交差中心の MFM 像と AMR 比を示す。太い細線の磁化反転が確率的なため、同じ着磁経路でも形成される磁化構造は異なる。更に、各々の磁化構造の生成確率は折り返し磁場にも依存する。図 2 より、磁気反渦構造が生成する場合は残留磁化状態の抵抗が増加することが分かる。この結果より、電気抵抗変化を利用した磁気反渦の判定が可能であることが分かった。更に、磁化構造の折り返し磁場に対する依存性から磁化反転過程も判明したので合わせて報告する。

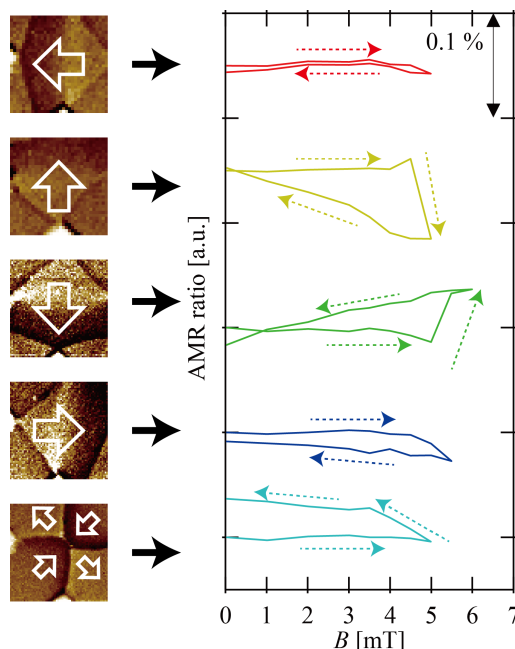


図 2 磁化構造と AMR 比の関係

参考文献

[1] S. D. Pollard, L. Huang, K. S. Buchanan, D. A. Arena, and Y. Zhu, Nat. Commun, **3**, 1028 (2012)
 [2] S. Sugimoto, Y. Fukuma, S. Kasai, T. Kimura, A. Barman, and Y. Otani, Phys. Rev. Lett, **106**, 197203 (2011)
 [3] V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, S. A. Gusev, A. Y. Klimov, V. V. Rogov, B. A. Gribkov, O. G. Udalov, and A. A. Fraerman, Phys. Rev. B, **81**, 094436 (2010)

引張応力を加えたオーステナイト系ステンレス鋼の局所的磁気特性

石渡真, 鈴木健司, 高瀬つぎ子, 山口克彦
(福島大学)

Local magnetic properties of austenite stainless steel applied tensile stress

M. Ishiwata, K. Suzuki, T. Takase, K. Yamaguchi

(Fukushima Univ.)

はじめに

構造材料として広く用いられているオーステナイト系ステンレス鋼は、その機械的な劣化時に局所的なマルテンサイト相 (α' 相) を生じ微小領域に磁性を発現させることが知られている。安全性の向上のために磁性変化を検出して劣化度合いを評価することが注目され、圧痕を与えた点等で生成される強磁性的領域がマイクロ磁気光学カー効果 (μ -MOKE) 測定、MFM 測定によって確認されてきた¹⁾。しかし、これらの計測は、表面の凹凸が計測結果に影響を及ぼす可能性があるため、鏡面の試料から磁区観察と μ -MOKE 測定を同一視野で行っていくことが信頼性の高い局所的磁気特性を得るために有用である。

破断に至らない引張応力を加えた応力集中部をマイクロに見ていくと、一部に α' 相へと変態していない母相オーステナイト相 (γ 相) が残っているものと考えられる。そこで、本研究では、微小領域で種々の磁気特性を有していると考えられるオーステナイト系ステンレス鋼の局所的磁気特性を磁区観察と μ -MOKE 測定から明らかにすることを目的とする。

実験方法

使用した試料には SUS304 を真空中で溶体化処理 (1050°C, 30 分間) を施したものをを用いた。引張応力の印加には材料試験システム (INSTRON 社製 5543) をを用いた。室温にて、0.5mm/min の引張速度で 350MPa (破断応力の約半分) までの引張応力を加えた。バルク試料の磁気特性は磁気特性測定装置 (Quantum Design 社製 MPMS) をを用いた。局所的磁気特性は、ネオアーク社と開発した μ -MOKE 磁力計 (BH-PI7892)²⁾ によって磁区観察から測定箇所を定めて測定した。

実験結果

Fig.1 はバルク試料の磁気特性である。応力を加えた後の試料は、強磁性的な性質を示していることが分かる。Fig.2 に引張応力を加えた後の磁区観察像を示す。図中の矢印は引張方向を示している。鏡面試料から、磁区観察によって、結晶粒面上に引張方向に対して斜め方向に発生する結晶構造の変化した線 (リュウダース帯) が観察され、異なる磁性領域が混在していることが確認できた。Fig.3 は、Fig.2 のリュウダース帯 (A 点) と母相面上 (B 点) での μ -MOKE 測定による局所的磁気特性である。A 点が B 点より大きな保磁力、残留磁化を示したことから、リュウダース帯が α' 相を主体とした磁性領域であることが分かる。リュウダース帯においては、発生する方向性等によっても異なった局所的磁気特性が得られる。

以上のように、鏡面試料において、磁区観察と μ -MOKE 測定を用いることで、引張応力によって表出したリュウダース帯の局所的磁気特性が得られた。

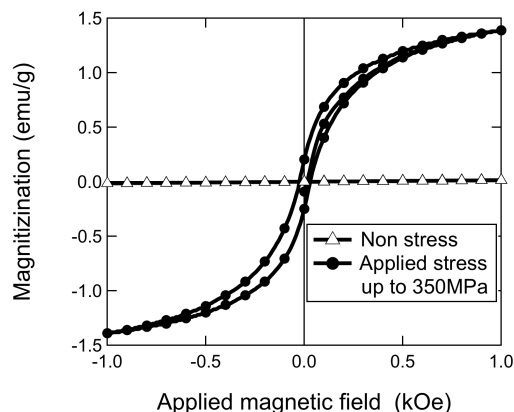


Fig.1 Magnetic hysteresis loop of SUS304 at 300K.

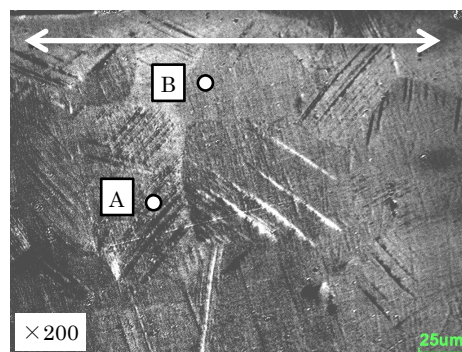


Fig.2 Magnetic domain scope observation image at difference magnetic field ± 900 Oe.

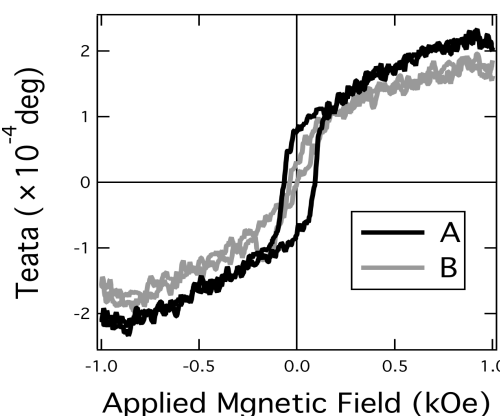


Fig.3 Magnetic hysteresis loops at A and B in Fig.2.

参考文献

- 1) J. Sort, et. al, appl.phys.letters, 89, 032509, 2006
- 2) K. Suzuki, et. al, Przegląd Elektrotechniczny, R. 89, NR 2b, 28-31, 2013