

電子線ホログラフィによる ナノスケール磁化の直接観察

笠間 丈史*

1. はじめに

透過型電子顕微鏡 (TEM) は極めて高い空間分解能を持つ直接観察法で、様々な物質・材料研究に使われている。特に、試料の形状やサイズ、結晶学および組成の情報に同一視野から原子分解能で得られることが最大の利点である。近年、TEM の性能が飛躍的に改善され、加速電圧 300 keV クラスの電子顕微鏡でも収差補正機能により、0.05 nm の分解能に到達し、原子スケールでの結晶学的・化学的情報が得られるようになった⁽¹⁾。TEM はまた、材料の持つ物性や機能を調べるためにも利用されている。外村彰氏が先導した「原子分解能・ホログラフィ電子顕微鏡の開発とその応用」プロジェクトは記憶に新しいのではないだろうか。電子線ホログラフィは電子波の位相変化を記録・復元できる数少ない手法であり、位相変化は電子線が薄膜試料を通過するときに磁場や静電ポテンシャルによって引き起こされる。つまり、この性質を利用することにより、物質内外のナノスケール電磁場を定量的に視覚化できるということである。本解説では、磁性研究における電子線ホログラフィの有用性を最近の研究結果と共に紹介する。

2. なぜ電子線ホログラフィが磁性研究に有効か？

通常、磁気測定は SQUID 磁力計や振動試料型磁力計 (VSM) などのバルク測定法で行われる。これらの測定では外部磁場 (H) を変化させながら試料の磁気応答を調べ、図 1 に示したような磁気ヒステリシス曲線を得る。この曲線から、飽和磁束密度、残留磁束密度、保磁力などの磁性材料研

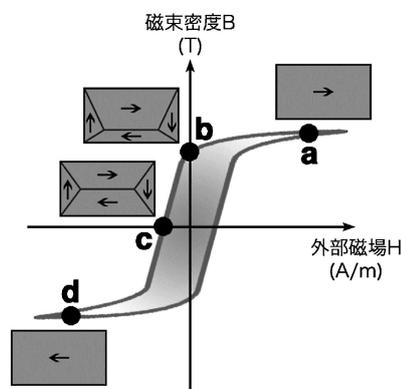


図 1 磁気ヒステリシス曲線と磁化構造の模式図。

究において不可欠な磁気特性を知ることができる。それではこの曲線の変化は何を意味するのだろうか？ 図 1 に示した点 a, b, c, d において、局所的な磁化の大きさは変わらない。磁性体内部に異なる向きを持つ磁気ドメイン (磁区) を発達させることで、見かけ上総磁化は変化し、点 c においてはゼロになる。そして磁気構造は、磁性体の磁気特性だけでなく、結晶構造や化学組成、結晶粒のサイズや形状、微細組織などに強く依存する。

そこで顕微鏡法の導入により、磁気ドメインのサイズや分布、外部磁場に対する磁気構造の変遷などが視覚化され、直接観察によって調べることができる。近年の超高密度不揮発性メモリの開発などにより、磁気素子が微細化し、ナノスケールでの磁性評価が急務となっている。例えば、配列した磁気素子の磁化反転磁場の測定や隣接する素子間でのばらつきや磁気相互作用など、実際デバイスを開発する上で不可欠な情報である⁽²⁾。TEM 法の一つである電子線ホログラフィは

* デンマーク工科大学電子顕微鏡センター 主任研究員 (Center for Electron Nanoscopy, Technical University of Denmark, DK-2800 Kongens Lyngby, Denmark)

Direct Observation of Nanoscale Magnetism by Off-axis Electron Holography; Takeshi Kasama

Keywords: off-axis electron holography, transmission electron microscopy, magnetism, magnetite, antiphase domain boundary, Verwey transition, ferrimagnetic domain wall, ferroelastic domain wall

2016年2月3日受理 [doi:10.2320/materia.55.329]

高い空間分解能と定量性を兼ね備えた磁気測定法であり、電子源を使用しているため磁気構造を改変することなく観察できることが特徴である。

3. 電子線ホログラフィの基礎

(1) 電子波の位相変化

電子線ホログラフィは電子波の位相変化を直接記録することができる電子顕微鏡法である。この位相変化は電磁場に敏感であり、位相変化を調べることによって磁性体内外の磁場や電場を定量的に高い空間分解能(～5 nm)で調べることができる。そこで、動力学的回折効果を無視できる条件(薄い試料で、弱い回折条件)では、磁性体を通過した電子波の位相変化は、

$$\phi(x, y) = C_E \int_{-\infty}^{+\infty} V(x, y, z) dz - \frac{e}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} A_z(x, y, z) dz \quad (1)$$

で表され、 V は静電ポテンシャル、 A は電子線方向の磁気ベクトルポテンシャル成分、 C_E は加速電圧に依存する定数である(300 keVでは 6.53×10^6 rad/m/V)。第一項は静電ポテンシャル、第二項は磁化による位相変化を示し、実際の観察で得られる位相像は両者の寄与があることを表している。ここで、電子線照射による電荷や外部電場の局在がないとすると、静電ポテンシャルは物質の内部ポテンシャルと見なすことができ、その内部ポテンシャルが電子線方向に変化しないと仮定すると、

$$\phi_{\text{MIP}}(x, y) = C_E V_0 t(x, y) \quad (2)$$

と表せる。 V_0 は平均内部ポテンシャル、 t は試料厚さである。また、磁性体の外側に磁場がなく、磁束密度成分 B_x, B_y が電子線方向に変化しないと仮定すると、

$$\nabla \phi_{\text{Mag}}(x, y) = -\frac{e}{\hbar} [-B_y(x, y), B_x(x, y)] \cdot t(x, y) \quad (3)$$

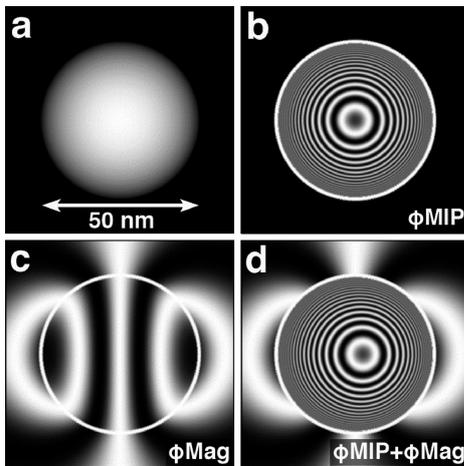


図2 加速電圧 300 keV での(a)マグネタイト球状粒子($B=0.6$ T, $V_0=17$ V)の位相変化シミュレーション。(b)平均内部ポテンシャルによる位相変化。(c)磁化による位相変化。(d)平均内部ポテンシャルと磁化による位相変化。位相増幅24倍。

と表現できる。以上のことから、試料が単相で均一な厚さでない限り、磁気構造を知るには平均内部ポテンシャルの寄与を位相像から取り除く必要がある。図2に、平均内部ポテンシャルによる位相への寄与(ϕ_{MIP})、磁化による寄与(ϕ_{Mag})、両者による寄与($\phi_{\text{MIP}} + \phi_{\text{Mag}}$)が示されている。図2(d)において、磁化の寄与によって位相縞の中心がわずかに右にずれているが、平均内部ポテンシャルの位相への影響が極めて大きい(図2(b))、図2(c)の磁化分布とは全く異なっている。この影響は粒子径が小さくなるほど顕著になる。つまり正しい磁気構造を導くには、この平均内部ポテンシャルの寄与を実験で得た位相像からいかに正確に取り除くかが鍵となる。これについてはいくつかの方法が提案されているが、大きく2つに分けることができる⁽³⁾。(i)磁的に反転させた二つの位相像の差から求める方法⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾と(ii)試料厚さ分布から平均内部ポテンシャルによる位相像、 ϕ_{MIP} を合成し、それと実験で得られた位相像の差を求める方法⁽⁶⁾である。ここでは著者らが最もよく使う「その場磁化反転法」を紹介する。

(2) 顕微鏡鏡筒内でのその場磁化反転法

この方法は、電子顕微鏡の対物電磁レンズを利用して、二つの異なる方向から磁場を印加することにより、磁化が反転した磁気構造を意図的に作るものである(図3)。具体的には、試料を傾斜させ(例えば $+30^\circ$)、対物レンズ励起によって生じる最大約 2.2 T ($= 1.8 \times 10^3$ kA/m) (加速電圧 300 keV

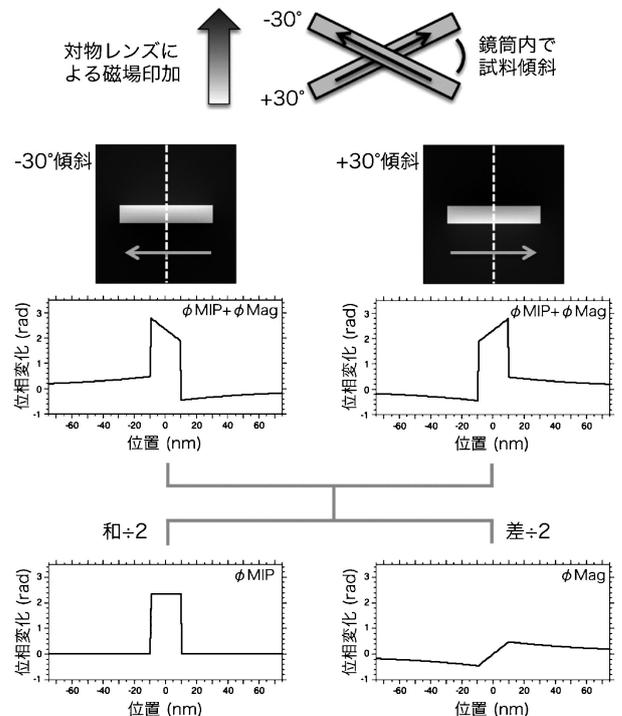


図3 その場磁化反転法。位相像はコバルト柱状粒子($20 \times 20 \times 100$ nm, $B=1.8$ T, $V_0=17.8$ V)、加速電圧 300 keV で計算された。 ϕ_{MIP} は平均内部ポテンシャル、 ϕ_{Mag} は磁化による位相変化。

時)の磁場で試料を磁化させ、そして磁場を取り除き、 0° 傾斜に戻す。このとき、試料は強磁場下からの緩和による残留磁化状態にあり、この状態でホログラムを獲得する。次に、試料を反対方向に傾斜させ(-30°)、同磁場を印加・緩和し、 0° 傾斜に戻す。このときも試料は残留磁化状態にあるのだが、反対方向に磁化している(もしくは磁化していると仮定する)。そして同視野からホログラムを獲得する。得られた二つのホログラムを再生すると、図3に示したような位相像が得られる。平均内部ポテンシャルによる位相への寄与(ϕ_{MIP})は両位相像において不変であるが、磁化による寄与(ϕ_{Mag})は正反対の符号を持つ。そして、これらの位相像の差をとることで磁化成分のみを抽出することができる。この方法は最も簡便だが、二つのホログラム間で磁化が反転しているという仮定に基づいている。例えば磁気渦構造を形成する球状磁性体や環状構造物ではこの方法は好まれない。そのような試料に対しては物理的に試料を反転することで平均内部ポテンシャルの影響を取り除いている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

(3) 電子顕微鏡の構成

磁性材料の電子線ホログラフィを行うためには、高い干渉性をもつ電子線(電界放出銃)、ローレンツレンズ、電子線を干渉させるための電子線バイプリズムが必要である(図4)。バイプリズムは金および白金で蒸着された、直径約 $1\mu\text{m}$ のガラス細線で、通常制限視野絞りの一つに置かれ、正に帯電されている。試料を通過した電子線と真空中を通過してきた電子線が、帯電しているバイプリズムによって引き寄せられて、その直下で重なり、スクリーン上に干渉縞として現れる。この干渉像がホログラムであり、これから位相情報を復元することができる。この手法の短所は、(i)視野は $1\text{--}2\mu\text{m}$ 以下であること、(ii)参照波は真空中を通過する必要があるため、観察対象は試料エッジ(図7や8参照)やナノ粒子の場合はマイクログリッド等のエッジに十分近い領域であること、(iii)TEMの性質上、磁気構造は電子線方向に沿って投影され

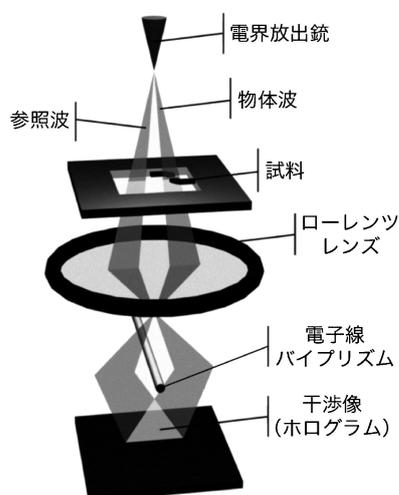


図4 電子線ホログラフィの構成。

たものであることである。しかし、二重バイプリズムの開発により、干渉縞、干渉領域、干渉縞コントラストを独立したパラメータとして扱うことができるようになり、 $5\text{--}10\mu\text{m}$ 以上の領域からでもホログラムを得られるようになった⁽⁷⁾。また、谷垣ら⁽⁸⁾は試料上部にバイプリズムを導入することで、電子線が試料へ入射する前に二つに分離し、物体波と参照波を最大で $10\mu\text{m}$ 程度離すことに成功した。これにより、試料形状の影響を受けやすい試料エッジの磁気構造ではなく、バルクに近い材料内部の物性を知ることができるようになる。これら二つの成果は電子線ホログラフィの材料科学への適用を飛躍的に高めることになるだろう。(iii)については連続傾斜像を用いた三次元再構築法である電子線トモグラフィと組み合わせ、三次元磁化分布の視覚化に関する研究が活発に行われている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。

(4) 二つの分解能と磁化シグナルの検出

電子線ホログラフィは、空間分解能と位相分解能(または位相検出能)の二つの分解能によって定義される。空間分解能は干渉縞の間隔で決定され、干渉縞間隔の約3倍がおおよそその空間分解能と考えるとよい。磁性材料には、 $2\text{--}3\text{nm}$ の干渉縞が通常使われるので、空間分解能はおおよそ $5\text{--}10\text{nm}$ になる。位相分解能は記録媒体の性能の他に、干渉縞コントラストと電子数によって決まり、 $\delta\phi = \sqrt{2}/(\mu\sqrt{N})$ で定義される⁽¹¹⁾。 N は1ピクセルあたりの電子数、 μ は干渉縞コントラストを示す。Cooper *et al.*⁽¹¹⁾はホログラム記録時間による位相分解能への影響を調べ、1分間以上の長時間撮影時の干渉縞コントラストは短時間で記録されたものよりも若干低いが電子数が増加するため、結果として 1mrad の極めて高い位相分解能を得ている。

実際の試料からの磁化シグナルの検出は位相分解能に加え、試料の形状、サイズ、試料厚さ、磁化の大きさ・向きなど多くの因子によって決まる。例えば、十分に長い円柱状磁性体と球状磁性体を考え、 $0.03(2\pi/200)\text{rad}$ の典型的な位相分解能を持つと想定する。それらから磁化シグナルを検出するためには、円柱状コバルトの場合は直径 3.7nm 、マグネタイトの場合は直径 6.5nm が最低必要になる。実際、直径 4nm のコバルトナノワイヤーから磁化シグナルの検出に成功している⁽¹²⁾。球状コバルトになると直径 4.6nm 、マグネタイトだと直径 8.0nm となるが、球状磁性体は必ずしも磁化方向が面内方向にないことと空間分解能に近いことから格段に難しくなる。電子線ホログラフィに関する詳細な理論や位相再生法などを含む実践的手順については、Tonomura⁽¹³⁾、Dunin-Borkowski *et al.*⁽³⁾、Kasama *et al.*⁽¹⁴⁾を参照されたい。

4. マグネタイトへの電子線ホログラフィの適用

マグネタイト(Fe_3O_4)は最も古くから人類で利用されている「磁石」であり、現在観測される岩石磁気を担う主要鉱物である。また、地球磁場を感知するために体内に「コンパス」

を持っている走磁性バクテリアをはじめ、魚類、鳥類、人間を含むほ乳類にもマグネタイトはしばしば見られる⁽¹⁵⁾。そして、その興味深い磁氣的・電気特性および生体親和性から、工学から医学の幅広い分野で研究されている。ここでは、マグネタイトに対して電子線ホログラフィを適用した研究例を紹介する。

(1) 反位相境界を含むマグネタイト薄膜

MgO や Al₂O₃ 基盤上に成長させたマグネタイト薄膜は、バルクのマグネタイトと異なる磁氣的性質を示すことが知られている⁽¹⁶⁾。注目すべき特性は、通常の磁性薄膜では形状異方性から磁化は面内に配向する傾向があるが、本薄膜は大きい面外磁化成分を持つことである。そして、これらの薄膜は結晶学的欠陥である反位相境界を持ち、これが面外磁化の出現に関与していると考えられている。そこで、反位相境界と磁気微細構造の関連を電子線ホログラフィによって調べた⁽¹⁷⁾。

図5は分子線エピタキシー法によって MgO 基板上に成長させたマグネタイト(100)薄膜の暗視野像と電子線ホログラフィによって同視野から測定された残留磁気図を示している。暗視野像において反位相境界は帯状の暗いコントラストとして現れている(図5(a))。実験はおおむね上述したその場磁化反転法に従うのだが、磁場に対する磁気構造の応答を調べるために以下の方法で行った。試料を+30°(-30°)に傾斜させ、一方向に磁氣的に飽和させた後、印加磁場を 0 kA/m にした。次に、試料を反対方向である-30°(+30°)に傾斜させ、任意の磁場(図5fの場合+15.3 kA/m)を印加後、磁場を切り、0°傾斜に戻して、残留磁化状態でホログラムを記録した。異なる残留磁化状態で合計18枚のホログラムを獲得した。試料は単一相で厚さが均一であることから平均内部ポテンシャルの影響は無視した。

図5(e)-(g)は外部磁場による磁化微細構造の変化を示している。各図の右側に示しているように、任意の磁場は図の下方向に印加され、図5(e)から(g)に向かって印加磁場が大きくなる。図5(e)では多少のゆらぎはあるものの、基本的には磁化は上向きである。+15.3 kA/m の磁場印加後、上向き磁化の一部(中央右の青色)が時計回りに回転し右向きになり、中央左には下向き成分(黄色)が現れている(図5(f))。各磁気ドメインの磁化方向は不規則で、残留磁化状態は全体として「磁化ゼロ」状態になっており、このときの印加磁場の大きさが保磁力とほぼ一致する。さらに磁場を加えることで下向き成分が優勢になる(図5(g))。図5(e)-(g)に示したような、異なる外部磁場によって磁化された試料のホログラムから平均磁束密度を求め、プロットしたものが図5(d)の残留磁化ヒステリシス曲線である。この曲線はバルク磁気測定で得られる磁化ヒステリシス曲線と比較され、ヒステリシス曲線に沿ってどのように内部磁気構造が発現・変化・消滅していくか「見る」ことができる⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾⁽¹⁷⁾。

位相は面内磁気成分により変化することから、ここで磁束密度 B を一定と仮定すると、測定された磁束密度強度は面

外方向の磁化成分の関数となる。図5(b)と(c)は-40.8 kA/m の磁場印加後の残留磁気図および面外磁化成分図である。面外成分図において、低温度色ほど磁化が面外(薄膜表面に対して垂直方向)に配向している。通常磁性薄膜の磁化はほぼ面内にあるため面外磁化成分図は一律なコントラストを示す。それとは対照的に、本薄膜は極めて稀な短周期のコントラスト変化を示している。強い面外成分を持つ部分は反位相境界の分布とほぼ一致しており、反位相境界を介して反強磁性的カップリングが存在していることを示唆している。

(2) Verwey 転移におけるマグネタイト磁気構造

マグネタイトが約 120 K で一次相転移をすることが1930年代に Verwey⁽¹⁸⁾によって発見されて以来、多くの研究がなされている⁽¹⁹⁾。その一つの理由は、Verwey 転移によって磁気・電気的特性が著しく変化することにある。転移温度以下では、立方晶のマグネタイトは[111]方向に変形することで単斜晶系になり、結晶磁気異方性は一桁以上増加し、磁化容易軸は立方晶[111]から単斜晶系[001]に変化する⁽²⁰⁾。そこで、Verwey 転移によって発現するナノスケール磁化特性を電子線ホログラフィによって調べた。特に多磁区構造を持つマグネタイトにおいて、特異な磁気特性は単斜晶系化することで生じる強弾性ドメイン壁が関係していると推測されていたため⁽²¹⁾、強弾性ドメイン壁とフェリ磁性ドメイン壁の相互作用に注目した。実験には液体窒素冷却 TEM 試料ホルダーが使われた。

(a) 単磁区構造

図6(a)に走磁性バクテリアから分離された、わずかに[111]方向に伸長した直径 50 nm のマグネタイト粒子の高分解能 TEM 像を示す。本粒子は欠陥を持たない単結晶であり、明瞭な結晶面を保持している(図6(b))。図6(c)と(d)は室温と 90 K で獲得された残留磁気図で、典型的な単磁区構造を示している。平均内部ポテンシャルの影響はその場磁化反転法によって取り除かれた。図6(e)と(f)は粒子の中央付近から得られた、磁化に対して垂直方向の位相変化プロファイルを示している。最大値と最小値の位相差は磁化面外成分量に関係している。de Graef *et al.*⁽²²⁾によって導かれた、半径 a を持つ球状磁性体からの位相変化に関する理論式を用い、最小二乗法によるフィッティングによって磁束密度 B を求めた。室温において、本粒子は0.6(±0.12) T の磁束密度を持ち、これは磁化が面内にあることを明示している(図6(e))。そして磁化方向は立方晶[111]から面内で約20度ずれた[121]と決定され、これはまた粒子の長軸方向に一致している。90 K では0.46(±0.09) T であり、これは磁化が表面から約40度面外に配向していることを表している。そして、図6(d)との比較により磁化方向は立方晶<100>に一致し、単斜晶系マグネタイトで予期されていた磁化容易軸[001]と解釈できる。このように単磁区マグネタイトは、室温では形状磁気異方性が、Verwey 転移以下では結晶磁気異方性が支配的な因子になることがわかる。

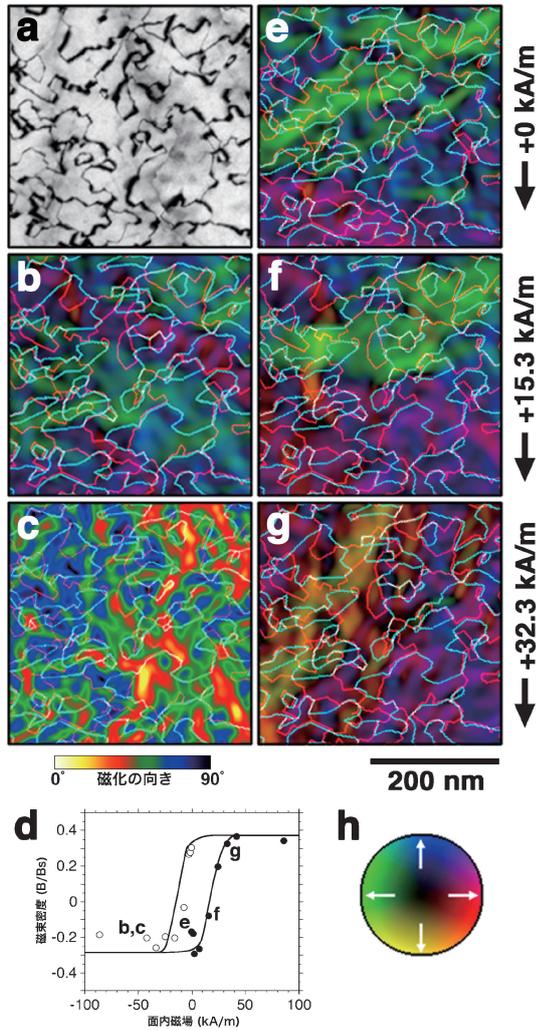


図5 マグネタイト(100)薄膜. (a)220反射による暗視野像. 各磁気図には220反射(水色)と131反射(赤色)暗視野像によって測定された反位相境界が描かれている. (b), (c), (e)-(g)任意の磁場印加後の残留磁気図. +は下方向に, -は上方向に任意の磁場が印加された. (b), (c) -40.8 kA/m. (e) +0 kA/m. (f) +15.3 kA/m. (g) +32.3 kA/m. (b), (e)-(g)において色は(h)に示された磁化の向きに従う. (c) (b)の面外磁化成分図. 面外方向への磁化の向きは図直下のカラースケールによって表される. (d)残留磁化ヒステリシス曲線. 図中のアルファベットは磁気図に一致する.

(b) 多磁区構造

図7は10-30 μm の粒子径を持つ合成マグネタイトの明視野像および同視野から得られた残留磁気図を示す. TEM 試料は約30 μm の厚さに機械研磨後, Ar イオンミリングによって作成された. 室温では, 磁化は試料エッジに沿って比較的緩やかにその方向を変え, 局所的に渦巻き状の磁気ドメインを形成する(図7(b)). Verwey 転移以下では, 複雑な磁気構造を形成し, 磁気ドメインは 180° 磁壁によって100-500 nmの大きさに分離される. これは単斜晶系[001]方向への

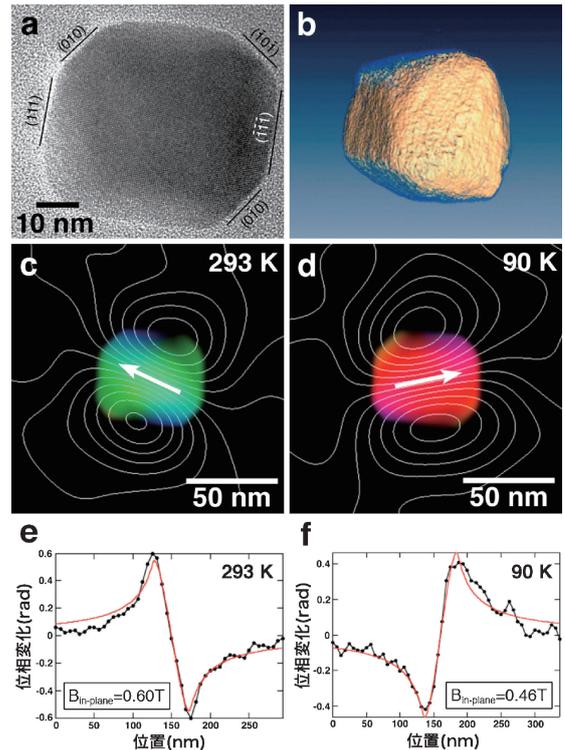


図6 単磁区マグネタイト粒子. (a)高分解能TEM像. (b)電子線トモグラフィによる三次元構築像. (c)293 Kでの残留磁気図. (d)90 Kでの残留磁気図. 矢印は磁化方向を示す. (e), (f)293 Kと90 Kで得られた残留磁化の垂直方向への位相変化(黒点を持つ実線)と最小二乗法によって計算された近似曲線(赤実線).

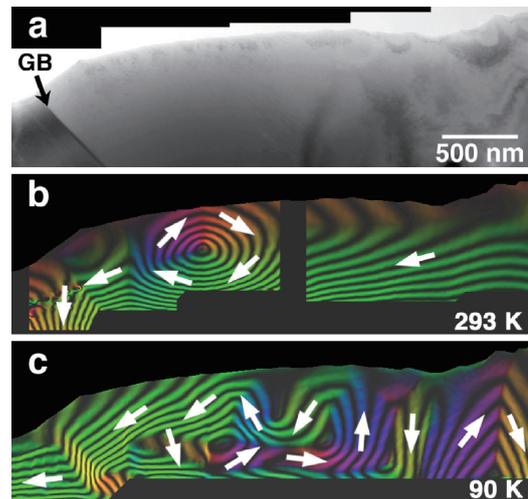


図7 多磁区マグネタイト. (a)明視野像. (b)293 Kでの残留磁気図. (c)90 Kでの残留磁気図. GBは粒界. 位相増幅1倍.

強い一軸結晶磁気異方性に起因している⁽²⁰⁾. 試料エッジでは静磁気エネルギーを減少させるために, 磁化はエッジに対して平行になり, 90° 磁壁からなるエンドドメインを形成している. これは, 一軸結晶磁気異方性に反する結果にも見え

るが、薄膜化された TEM 試料において特有に見られる現象かもしれない。

Verwey 転移以下に発現する磁気構造はいくつかに分類できるが⁽²³⁾⁽²⁴⁾、ここでは最も特徴的な磁気構造、明視野像では見えない、ナノスケールで発達した強弾性ドメイン壁(以下、双晶壁とする)が関与したものを紹介する。

図 8 (b)は、転移温度以下で双晶壁からの歪みコントラストが観察されない領域(図 8(a))から記録された残留磁気図を示す。各磁気ドメインの磁化方向は双晶壁に対して約 45°で配向している。転移温度以下で異なる外部磁場を加えても、磁壁は常に同じ場所に現れることから、磁壁は双晶壁に強く固定されていることを示唆している。さらに双晶壁の存在を仮定し、磁気位相シミュレーション⁽²⁵⁾を行った。各単斜晶系ドメインの c 軸は電子線回折によって推定され、図 8(c)中にそれらが示されている。計算された磁気構造は磁化の方向および強さ共に観察結果をよく再現している(図

8(c))。

磁化方向のわずかな違いは、計算には考慮されてなかった双晶壁からの漏れ磁場の影響が考えられる。以上のように、ナノスケールで発達した双晶壁による磁気ドメインの形成および固定はマグネタイトの特異な低温磁気特性に大きく関与していると考えられる。

5. おわりに

本解説では、電子線ホログラフィによるナノスケール磁場の直接観察のための原理および実践的手法を記述し、いくつかの応用例を紹介した。鏡筒内で外部磁場や温度、電圧などの外的因子を変化させ磁気応答を調べることは、機能性材料の設計において有用であり、「反応を見る」その場観察はより活発になるだろう。著者らも電圧印加型 TEM 試料ホルダーを開発し⁽²⁶⁾、電流による磁壁の移動など、磁場と電場の相互作用の研究を進めている⁽²⁷⁾。最近、高い量子検出効率(DQE)と解像度(MTF)および速い信号読み出しを可能にした電子直接検出カメラが開発されている⁽²⁸⁾。このカメラの使用により飛躍的に位相分解能が向上することが報告されており⁽²⁹⁾、従来の記録媒体では捉えられなかった静的・動的現象を追跡できる可能性を持っている。

今回のテーマ外ではあるが、電子線ホログラフィは、例えば半導体ナノワイヤ内の pn 接合ポテンシャル測定⁽³⁰⁾といった、他の手法では得られないドーパント元素によって形成される内蔵ポテンシャルの定量測定に使われている。また、新手法である暗視野電子線ホログラフィは、比較的広い領域($1 \times 1 \mu\text{m}^2$)と高い感度(10^{-3} - 10^{-4})⁽³¹⁾で物質内部の歪みを定量的に計測することができることから注目されている⁽³²⁾。試料形状に多少の制限はあるが、今回述べた電子線ホログラフィの構成で実施することができ、試料作成次第で、電場・磁場・歪み場を同一視野から調べることが可能である。そして従来の結晶学的・組成的研究や試料ホルダーなどの使用による外的刺激と組み合わせることによって、非常に強力な分析ツールになることが期待される。材料設計・開発における TEM の役割はこれまで以上に重要になるだろう。

本研究は Marco Beleggia 博士, Rafal Dunin-Borkowski 教授, Richard Harrison 博士, Mihály Pósfai 教授との共同研究の成果である。本解説への執筆の機会を与えてくださった本間智之博士と編集委員の方々に感謝の意を表す。

文 献

- (1) R. Erni, M. D. Rossell, C. Kisielowski and U. Dahmen: Phys. Rev. Lett., **102**(2009), 096101.
- (2) T. Kasama, P. Barpanda, R. E. Dunin-Borkowski, S. B. Newcomb, M. R. McCartney, F. J. Castano and C. A. Ross: J. Appl. Phys., **98**(2005), 013903.
- (3) R. E. Dunin-Borkowski, T. Kasama, A. Wei, S. L. Tripp, M. J. Hytch, E. Snoeck, R. J. Harrison and A. Putnis: Microsc. Res. Tech., **64**(2004), 390-402.

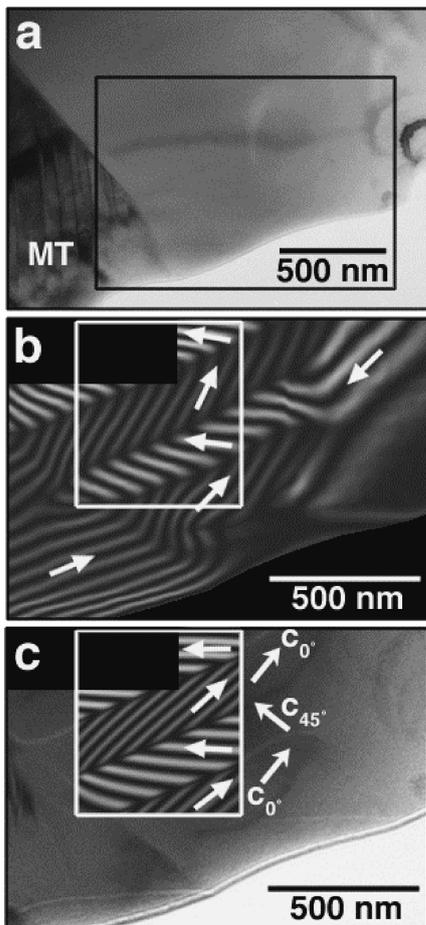


図 8 90 K で得られた明視野像。単斜晶系化に起因する双晶(MT)が観察されている。(b)(a)の黒枠で示された領域の残留磁気図。(c)磁気位相シミュレーション(白枠内)。 $B=0.6 \text{ T}$, $V_0=17 \text{ V}$, 各双晶領域幅=165 nm, 110-170 nm の試料厚変化を持つくさび形状が計算に使われた。 c_0 は c 軸が面内に、 c_{45} は表面から 45° 面外に配向している。位相増幅 1 倍。

