ツイン・フーコー法

原 田 研^{*1}

Twin-Foucault Imaging (TFI)

Ken HARADA^{*1}

^{*1}Central Research Laboratory, Hitachi Ltd., Akanuma 2520, Hatoyama-machi, Saitama 350-0395, Japan

(Received April 28, 2014, Accepted July 21, 2014)

A novel Lorentz electron microscopy —twin-Foucault imaging (TFI) method— is introduced. The twin-Foucault imaging method enables observation of two Foucault images simultaneously by using an electron biprism instead of an objective aperture. The electron biprism is installed between two electron beams deflected by magnetic domains. Potential applied to the biprism deflects the two electron beams further, and two Foucault images are then obtained in one visual field. The twin-Foucault images are able to extract the magnetic domain structures and to reconstruct an ordinary electron micrograph. The Foucault method was demonstrated with 180° domain and 90°/180° domain structures of manganite $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$.

1. はじめに

Lorentz 顕微鏡法¹⁻⁴⁾は、透過型電子顕微鏡 (Transmission Electron Microscope (TEM)) を用いた一般的な磁性観察手法であり、電子線が磁性体を透過する間に受けるローレンツ (Lorentz) 力による偏向を可視化する点を特徴としている。さらに、今日では磁場による偏向にとどまらず、電場による偏向も含め回折効果以外の偏向を可視化する手法として発展しており、走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope (SEM)) を用いた反射法⁵⁾、走査透過型電子顕微鏡 (Scanning Transmission Electron Microscope (STEM)) を用いた位相差コントラスト法 (Differential Phase Contrast (DPC))⁶⁾など、装置の特徴を活かした複数の手法が開発されている。また、干渉を利用して電子線の偏向角度分布を位相分布として直接可視化できる電子線ホログラフィー⁷⁾や Coherent Foucault 法⁸⁾、そして、インフォーカス像と2枚のデフォーカス像から強度輸送方程式 (Transport Intensity Equation (TIE)) に基づく画像処理によって位相分布を求める方法⁹⁾も、磁性観察が可能な透過型電子顕微鏡技法として発展している。

透過型電子顕微鏡を用いた磁性観察法には、(i) 比較的高い倍率、高い分解能で磁区、磁壁が直接観察できる、(ii) 磁性体中の欠陥、不純物などが観察できる、(iii) 磁場変化、温度変化など外部環境の変化の影響を動的に観察できる、などの特徴がある。そして、これらの特徴を1つの装置で実現できるところも特徴のひとつであり利点である。本稿では、筆者が開発に携わっている Lorentz 法 (特に Foucault 法) の一つであるツイン・フーコー法 (Twin-Foucault Imaging (TFI))¹⁰⁾について、その手法といくつかの応用結果に関して紹介する。

2. ローレンツ (Lorentz) 法

2.1 材料中の均一な電磁場による偏向

運動する荷電粒子 (電荷: q , 速度: v) が均一な電磁場

(電場: E , 磁束密度: B) から受ける力は Lorentz 力 F であり、一般に式(1)で表わされる。

$$F = q(E + v \times B) \quad (1)$$

誘電体あるいは磁性体などの材料中を透過する間に電子が受ける偏向作用も、均一な電磁場中での荷電粒子の運動と同様に取り扱うことが可能で、誘電体中では電荷密度の差による電場の方向への放物線運動、磁性体中では磁束の方向を軸とした円運動と考えればよい。厚さ t の試料中での電場や磁束密度が均一であるとき、電子線が受ける偏向角度 (光軸と平行に入射した電子線が試料を射出する際の光軸と成す角度) の大きさは、誘電体 (偏向角度: θ_E) と磁性体 (偏向角度: θ_B) のそれぞれの場合を分けて記述すると式(2)、式(3)と表わされる。但し、偏向される方位は θ_E と θ_B とでは直交している。

$$\theta_E = \frac{eEt}{2m_e v^2} = \frac{Et}{4V_0} \quad (2)$$

$$\theta_B = \frac{eBt}{m_e v} = \sqrt{\frac{e}{2m_e}} \frac{Bt}{\sqrt{V_0}} = \frac{e}{h} B\lambda t \quad (3)$$

ここで e は電子の素電荷、 h は Planck 定数、 m_e は電子の質量、 V_0 は電子線に与えられた加速電圧、 λ は電子線を波と捉えたときの波長である。

式(2)、式(3)より、偏向角度は電磁場の大きさとそれが影響する範囲 (ここでは膜厚 t) に依存しているだけでなく、入射する電子線の加速電圧 V_0 にも依存していることがわかる。加速電圧が増すほど試料透過中に電子線が受ける偏向角度が小さくなる傾向は、誘電体も磁性体も同じであるがその程度は誘電体の方が大きい。透過型電子顕微鏡では、透過能を大きくするとともに結像光学系の球面収差を小さく抑えるため、加速電圧の高い電子線を用いる傾向がある。そのため、原理的には誘電体よりも磁性体の方が観察が容易である。

しかし、磁性観察に際しては、電子光学系で用いられる電子レンズや偏向器などの光学機器が発生させる磁場が磁性材料の磁気特性に影響を与えないよう配慮する必要がある。具

^{*1} 日立製作所中央研究所 (〒350-0395 埼玉県鳩山町赤沼2520)

体的には、①静電型レンズを用いる²⁾、②対物レンズをオフにする¹¹⁾、③試料を空間磁場が十分に弱い位置に配置する(長焦点弱励磁レンズを用いる)¹²⁾、④磁気シールドレンズを用いる^{13,14)}、などの対策が採られている。これらの対策は、いずれも観察時に試料を磁場に浸漬させない工夫であり、透過型電子顕微鏡が得意とする高分解能観察と両立しない装置構成を必要とする。そのため、磁性材料観察のために特化した構成を持つ電子顕微鏡を Lorentz 顕微鏡と呼び、他の装置と区別することが多い。このような磁性材料の磁気特性に対する配慮が光学系に制約を与えるため、原理的容易さが技術的容易さには結びついていないのが現状である。

Fig. 1 は磁性材料中で電子線が偏向する様子を示した模式図である。図中 r は電子線が磁性材料中で行う円運動の回転半径であり、一般に荷電粒子線では、粒子速度 v が決まると、 $Br = \text{Constant}$ の関係が知られている。例えば、相対論効果を考慮して、加速電圧 300 kV の電子線の場合の値は $Br = 2.10 \times 10^{-3}$ (Wb/m)、200 kV の場合の値は 1.65×10^{-3} (Wb/m) である。

Fig. 1 のモデルに基づき電子線の受ける偏向角度 θ_B を見積ってみると、例えば、膜厚 100 nm のコバルト (Co) 薄膜を加速電圧 300 kV の電子顕微鏡で観察する場合、 $\theta_B = 0.8 \times 10^{-4}$ rad となり単純な結晶格子による Bragg 角よりも 2 桁も小さい。このように、試料を磁場中に浸漬させてはならないという制約を受けた光学系において、小さな偏向を受けた電子線分布を如何に可視化するかが、透過型電子顕微鏡を用いた磁性材料観察手法に共通する課題である。以下に、基本となる 2 つの手法を紹介する。

2.2 フレネル (Fresnel) 法

Fig. 2 に Lorentz 法の 1 つである Fresnel 法で磁性材料を観察する際の光学系と、各々の光学系の下部に Fresnel 像を例示する。180°反転磁区構造を有する均一な厚さの磁性材料を試料とし、平行入射した電子線が、図面上左右に同じ角度ずつ偏向を受ける様子を示している。偏向を受けた電子線は試料下方に十分な距離だけ伝播すると、対物レンズの物面(図中赤色の一点鎖線で示した)上において磁壁に該当する位置で互いに重なりあう状況と、逆に互いに離れる状況が発生する。この対物レンズの物面上での電子線の強度の粗密を結像するのが Fresnel 法である。この物面については、試料の下側(オーバーフォーカス条件)と上側(アンダーフォー

Fig. 1 Schematic drawing of electron beam deflection inside magnetic material.

カス条件)の両方の場合が、光学系として構築可能である。

Fig. 2(a) はオーバーフォーカス(過焦点)条件、**Fig. 2(b)** はアンダーフォーカス(不足焦点)条件であり、対物レンズの物面は、それぞれ試料の下側、上側に位置する様、光学系が調整されている。試料に入射した電子線は、試料内部の磁化により偏向を受け、ちょうど磁壁に沿って粗密が発生する。その結果、磁壁が明線(白色)または暗線(黒色)のコントラストで観察される。**Fig. 2(a), (b)** に示すごとく、フォーカスの過不足が逆転すると磁壁のコントラストも反転する。また、磁壁を構成する磁区の極性にも依存してコントラストが反転する。Fresnel 像における磁壁のコントラストの大きさは、フォーカスをはずす量(デフォーカス量)と電子線が受ける偏向の大きさに依存し、強磁性材料などで電子線が大きく偏向される場合には数百 nm 程度の小さなデフォーカス量で十分なコントラストが得られるが、磁束量子など小さな偏向しか与えない観察対象の場合には、数百 nm ものデフォーカス量が必要となる場合もある^{17,18)}。

Fresnel 法は、光学系のフォーカスをはずすだけでコントラストが得られるため簡便で、最も多用されている観察手法である。例えば、試料材料と磁壁との相互作用の観察¹⁵⁾や磁区の核生成¹⁶⁾など、動的な観察にも有効である。また、磁性材料以外にも、例えば超伝導材料中の磁気構造(磁束量子の空間分布)の動的観察^{17,18)}などにも用いられている。

2.3 フーコー (Foucault) 法

Fig. 3 は、Foucault 法による磁区構造観察の光学系である。**Fig. 2** と同様に均一な膜厚の 180°反転磁区構造を有する試料を透過した電子線は、それぞれの磁区で互いに逆方向に偏向を受け、対物レンズの後焦点面(厳密には光源の像面)で、偏向角度に応じた位置にクロスオーバー(光源の像)を結ぶ。Foucault 法はこの位置に対物絞り(角度制限絞り)を挿入し、観察したい磁区からの電子線のみを選択し結像させる方法である。例えば **Fig. 3(a)** では、紙面表向きの磁化を持つ磁区を透過し紙面上右方向に偏向された電子線を選択した例であり、**Fig. 3(b)** は逆に、紙面裏向きの磁化を持つ磁区を透過し紙面上左方向に偏向された電子線を選択した例

Fig. 2 Schematic diagrams of optical systems for Fresnel mode: (a) over-focus condition, (b) under-focus condition.

である．いずれにしても，選択された磁区が明，選択されなかった磁区が暗(電子が来ない)のコントラストで観察され，Fig. 3 の場合，磁区構造がストライプ状の Foucault 像として可視化される．

Foucault 法ではインフォーカスで試料像が観察されるため高い分解能での観察が期待されるが，軸非対称な対物絞りの挿入法を用いた場合にはコントラストの成因には別途に検討が必要となる，あるいは孔径の小さな対物絞りを使用した場合には得られる空間分解能は回折収差により制限される．さらに Foucault 法でのコントラストの成因は，観察しない磁区を透過した電子線の遮蔽によるものであり，『情報の一部を捨てる』ことによって得られている．そのため，結晶粒界など複数の磁区に渡った対象を観察する場合には，例えば，対物絞りを調整し直して逆コントラストの Foucault 像を観察するか，通常の電子顕微鏡像を観察しておくなど，複数回の観察が必要であった．すなわち，動的観察，実時間観

察などはほぼ不可能であった．本稿で紹介する Twin-Foucault 法¹⁰⁾は，偏向された電子線の対物絞りによる取捨選択ではなく，電子線バイプリズムを用いた偏向電子線の過偏向，または不足偏向による分別結像法であり，上記欠点の解決手法の一つである．

3. ツイン・フーコー法 (Twin-Foucault Imaging (TFI))

3.1 Twin-Foucault 法の光学系

Fig. 4 に Twin-Foucault 法の光学系を示す．図では簡略化のため照射光学系，拡大結像系は省略し，光源，試料，対物レンズ，電子線バイプリズム，像面からなる光学系を示している．光源から放出された電子線は，照射光学系により試料への適切な電子密度，照射範囲となるように調整される．試料の所定の領域を照射した電子線は，試料内の例えば反転磁区構造などにより方位の異なる 2 方向に偏向され，対物レンズの下側に 2 つの分離された光源の像 (クロスオーバー) を結ぶ．対物レンズによるクロスオーバーの近傍に配された電子線バイプリズムにより電子線は改めて偏向を受け，それぞれの偏向方向に応じた試料の像を個別に結ぶ．Fig. 4(a) は電子線バイプリズムに負の電圧を印加 ($V_f < 0$ V) し，両クロスオーバーからの電子線が互いに重ならないように偏向 (不足偏向) している．一方，Fig. 4(c) は電子線バイプリズムに正の電圧を印加 ($V_f > 0$ V) し，両クロスオーバーからの電子線が像面に伝播・結像するまでに交差を完了する様に偏向 (過偏向) を与えている．近軸近似の範囲内では，Fig. 4(a) と Fig. 4(c) では，得られる 2 つの像の左右の位置が入れ替わるだけで同じ結果を得る．Fig. 4(b) は，電子線バイプリズムへの印加電圧をゼロとした場合 ($V_f = 0$ V) で，通常の電子顕微鏡像を得ることができる．Fig. 4(b) の構成によれば，電子線バイプリズムを挿入したまま，Fresnel 像の観察も可能である．

Fig. 4 では電子線バイプリズムが対物レンズの作り出す光

Fig. 3 Schematic diagrams of optical systems for Foucault mode, (a) imaging by deflected beam on right-side, (b) imaging by deflected beam on left-side.

Fig. 4 Schematic diagrams of optical systems for twin-Foucault imaging: (a) $V_f < 0$ V, (b) $V_f = 0$ V, (c) $V_f > 0$ V.

Fig. 5 Electron diffraction pattern of Bloch-type 180° walls of manganite LSMO.

源の像面に配置された例を示している．図中灰色のハッチング部分は電子線が通過しない陰の空間である．電子線バイプリズムの位置は，両クロスオーバーの間の電子線の陰の空間であれば，どこでも同様の結果を得ることができる．電子顕微鏡の機械構成などを勘案して，電子線バイプリズムの設置位置を定めれば良い．いずれの位置においても，機械的，空間的に設置可能な電子顕微鏡の装置上のスペースがあることと，電子線バイプリズムのフィラメント電極の太さが陰の空間内に収まることが必要である．一般に，陰の空間サイズは試料像の拡大とともに逆に縮小されていくので，例えば Fig. 4 に示したように，クロスオーバー近傍などが妥当と考えられる．

Fig. 4 のように Twin-Foucault 法における電子線バイプリズムの利用は，従来の電子線ホログラフィーなど干渉法とは異なり，2 方向の電子線を空間的に分離させ，2 つの像をそれぞれ個別に結像する目的で使用されている．したがって，本観察法は電子線の可干渉性に依存しない．

3.2 Twin-Foucault 法の観察例

3.2.1 180°反転磁区構造の観察

Twin-Foucault 法を用いた応用例として，180°反転磁区構造の観察結果を紹介する．試料にはマンガン酸化物系の材料 $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{MnO}_3$ を用いた．本材料は 190 K 以下で常磁性から強磁性へ相転移し，強磁性相では 180°反転磁区構造をとることが知られている¹⁹⁾．

Fig. 5 は 180°反転磁区構造の小角電子回折パターン (106 K) である．CCD 記録時のカメラ長は 155 m で，通常の Bragg 回折パターン観察時の 200～300 倍程度の拡大像に該当する．Fig. 5 では回折 (偏向) スポットがストリークを引きながら 2 つに分離している様子がわかる．このストリークは電子線の偏向が徐々に減少し，光軸を經由して逆方向に偏向していることを示しており，180°反転磁区の磁壁部分で磁化が膜面垂直の状態，すなわち電子線と平行な状態を取る Bloch 型の磁壁であることを示している．分離したスポット間の中央部の縦方向の黒い帯状のコントラストが，挿入された電子線バイプリズムのフィラメント電極の像である．電子線が透過しないため，黒いシルエットとなって観察されている．

Fig. 6 は電子線バイプリズムのフィラメント電極への印

Fig. 6 Twin-Foucault images depending on the potentials V_f applied on the electron biprism: (a) $V_f = -100$ V, (b) -50 V, (c) 0 V, (d) $+50$ V, (e) $+100$ V.

加電圧を変化させたときに観察された試料の像である．カメラの撮像範囲内 (すなわち視野中) に 2 つの Foucault 像を含めなければならないため，観察範囲は従来の Foucault 法よりも狭くしている．それぞれの印加電圧 V_f は，Fig. 6(a) -100 V, (b) -50 V, (c) 0 V, (d) $+50$ V, (e) $+100$ V である．Fig. 6(a), (c), (e) がそれぞれ Fig. 4(a), (b), (c) の光学系に対応している．Fig. 6(a), (e) の左右の Foucault 像では縦方向のストライプ状のコントラストが反転していること

から、ストライプが磁区構造によるものであることがわかる。また、Fig. 6(c)より、曲線状の縞模様が等傾角干渉縞など試料固有のコントラストであることがわかる。Fig. 6(c)の電子顕微鏡像が、フィラメント電極への電圧の印加に伴って、それぞれの磁区を透過した電子線による Foucault 像に変化していく様子がわかる。2つの Foucault 像を分離するために印加しなければならない電圧 V_f は観察領域の大きさに依存しており、観察したい領域が十分に分離されるだけの電圧を印加できればよい。印加電圧が正負どちらの電圧でもよいことは、Fig. 6(a)と(e)で、左右の Foucault 像が入れ替わっているだけであることから明らかである。

Fig. 6(a), (e)の左右の Foucault 像は、全く同じ入射電子線による全く同時結像の2枚の画像である。しかも、この2枚の Foucault 像で、電子線の偏向に関しては試料の観察範囲内の全情報を網羅できている。したがって従来の Foucault 法では困難であった、複数の磁区構造の同時観察と動的観察/実時間観察の両立が可能である。このように Twin-Foucault 法では、1つの入射電子線により同時結像された異なる情報を持った対画像を得ることができる。この1光束2画像は新しい概念である。

さらに、この条件を一にする2枚の画像を減算処理することによって、差分像として磁区コントラストのみの抽出が可能である。Fig. 7(a), (b)はそれぞれ Fig. 6(a)の左右の Foucault 像である。この2枚の画像間の減算処理を行った。Fig. 7(c)は Fig. 7(a)から(b)を減算した画像(差分像)、Fig. 7(d)は Fig. 7(b)から(a)を減算した画像(差分像)である。減算後の画像の強度ゼロが中間調となる様に全体の表示の際の明るさを調整している。Fig. 7(c)も(d)も、試料が固有に持つ欠陥や背景の等傾角干渉縞が除去され、磁区によ

るストライプ状のコントラストのみが強調された画像となっている。Fig. 7(c)と(d)とではコントラストが反転していること、およびこれら一連の Foucault 像の元となった回折パターン(Fig. 5)より隣り合うストライプ構造が互いに逆向きの磁化を持つ磁区であることがわかる。以上のように、Twin-Foucault 法では全く同一条件で記録された2枚の画像に簡単な処理を施すだけで、目的の磁区構造を低ノイズで高精度に観察することが可能である。

本手法では、差分像だけでなく合算像についても簡単な処理が可能である。Fig. 8に合算像についての試行結果を示す。Fig. 8(a)は Fig. 6(c)の電子顕微鏡像、(b)は Fig. 6(a)の左右の Foucault 像の合算像(Fig. 7(a), (b)の和)である。Fig. 8(a)と(b)を比較すると、Foucault 像での磁区を表すストライプ状のコントラストが消失し、通常の電子顕微鏡像とほぼ一致している。すなわち、本手法では Fig. 6(a)または(e)の Twin-Foucault 像を記録しておけば、改めて電子顕微鏡像を撮影する必要はない。これは全偏向方向の情報を得ている利点によるもので、Twin-Foucault 法が同一性・同時性だけでなく、実験の効率化に於いて優れていることを示している。

なお、一般に偏向角度が小さい観察対象に対して Foucault 法が難しい点は Twin-Foucault 法でも同様である。但し、電子線パイプリズムは制限視野絞りの位置に設置されることが多く、試料から電子線パイプリズムまでの距離を大きくとることが可能²²⁾であり、例えば今回用いた光学系では 1×10^{-5} rad 程度の偏向角度が得られれば、Twin-Foucault 法は十分に実施可能である。

3.2.2 90°/180°磁区構造の観察

Twin-Foucault 法の別の応用例として、90°/180°磁区構造の観察結果を紹介する。試料は先と同種のマンガン酸化物($\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$ (LSMO))²⁰⁾である。この材料は、室温で磁性が発現されており、結晶の双晶面が磁壁となることが知られている。

Fig. 9は、90°/180°磁区の Fresnel 像である。Fig. 9(a)がアンダーフォーカス(不足焦点)像、(b)がオーバーフォーカス(過焦点)像である。各々の図中横方向の直線が90°磁壁であり、図中央部のジグザグの縦線((a)黒線、(b)白線)が180°磁壁である。図の中央部に上下に伸びる緩やかに曲がった黒い帯状のコントラストは等傾角干渉縞であり、

Fig. 7 Magnetic domain structures processed from twin-Foucault images: (a) twin-Foucault image of left-side of Fig. 6(a), (b) right-side image of Fig. 6(a), (c) subtracted image ((a) minus (b)), (d) subtracted image ((b) minus (a)).

Fig. 8 (a) ordinary infocus image (Fig. 6(c)), (b) summed image (Fig. 7(a) + (b)).

90°磁壁で等傾角干渉縞がずれていることから、90°磁壁と双晶境界とが一致していることがわかる。各々の磁区の磁化方向は図中に矢印で示した。このように Fresnel 法では、磁区構造と結晶構造との関係を知ることが容易である。

Fig. 10に Twin-Foucault 像と小角電子回折パターン（挿入図）を示す。90°/180°磁区構造は、互いに直交する4方向の磁区から構成されるため、小角電子回折パターンでは4つの偏向スポットが得られる。光軸（回折パターンを中心）を挟んで縦のストリーク（上下のスポット間）が90°磁壁、光軸を通りクロスしている弱いストリークが180°磁壁に対応する小角回折パターンである。この回折パターンのスポット位置が正方形からわずかにずれているが、これは結像レンズ系の残留歪によるものと推定している。また、回折パターンの左下スポットが強く励起されているが、これは入射電子線と試料の結晶方位の関係によるものではないかと推定しているが、詳細は検討中である。

Fig. 9 Fresnel images of 90°/180° domain structure of LSMO: (a) under-focus, (b) over-focus.

90°/180°磁区構造は、基本的に4つのスポットから成る回折パターンであるため、電子線バイプリズムのフィラメント電極の挿入方向・挿入位置にも複数通りの組み合わせが可能となる。さらに、2つの電子線バイプリズムを用いることにより、原理的に4スポットまで個別に分離観察可能であることを確認している。

Fig. 10(a)の挿入図は、90°磁壁ごとにコントラストが反転する様に、電子線バイプリズムのフィラメント電極を挿入した回折パターンである。図中水平方向にある黒い帯状のコントラスト（白矢印にて強調した）が、フィラメント電極の像である。**Fig. 10(a)**は、フィラメント電極に−200 Vの電圧を印加した時の Twin-Foucault 像である。回折パターン（挿入図）や Fresnel 像（**Fig. 9**）から得られた情報とともに、観察部位は、4つの90°磁区から成る構造であり、各々の磁区が交互に異なるコントラストを持って観察されている。

Fig. 10(b)の挿入図は回折パターン中の4つスポットのうち一つだけを抽出する様に、フィラメント電極を光軸を軸に約75°回転させて挿入した際の回折パターンである。1つのスポットを分離する関係上、電子線バイプリズムは光軸から少しずらして挿入されている。**Fig. 10(b)**は、フィラメント電極への印加電圧−140 Vの時の Twin-Foucault 像である。右上の Foucault 像は、該当する1つの磁区のみを観察できている。左下の Foucault 像は、3つの磁区から構成されるため、**Fig. 10(b)**では若干のアンダーフォーカスを与えて、3つの磁区内の磁壁を可視化している。

以上の様に、Twin-Foucault 法では、全く同一の入射条件で同時に2枚の Foucault 像が得られていること、孔径の小さな対物絞りを用いないため比較的高い空間分解能で磁区を観察できていること、磁区コントラストのみを可視化できること、電子線バイプリズムへの印加電圧のコントロールだけ

Fig. 10 Twin-Foucault images of 90°/180° domain structure of LSMO: (a) split images from each two 90° domains, (b) single domain image split from other three 90° domains.

で光学系を修正することなく、Foucault 像と通常の電子顕微鏡像を得られること、Fresnel 法にも適用できることなど、従来の Lorentz 顕微鏡法には無い利点を有している。

4. おわりに

Lorentz 顕微鏡法に代表される透過型電子顕微鏡を用いた磁性観察法は、一般的には古い技術と考えられている。しかし、小角回折法が再び見直されていること²¹⁾や、Foucault 法の一つである Lens-less Foucault 法²²⁾や電子線ホログラフィーにも新しい観察手法が開発されている^{23,24)}こと、そして急速に発展している走査透過型電子顕微鏡に関する技術（特に検出器関連技術）には磁性観察法への展開が可能なものが少なくないことなど、透過型電子顕微鏡を用いた磁性観察法にも新しい展開が芽生え始めている。一般に新しい技術は、観察対象や観察手法に新しい世界を拓いてくれる。今後、Lorentz 法にも飛躍的な技術進歩が期待される。

謝辞

本研究で使用したマンガン系酸化物 (LSMO) 試料は、大阪府立大学の森茂生先生にご提供いただきました。感謝申し上げます。また、ここで用いた画像処理に関しては、日立製作所中央研究所の高口雅成氏、常田るり子氏、実験装置に関しては、同じく日立製作所中央研究所の葛西裕人氏、池田正樹氏にご協力いただきました。ここに記して謝意を表します。

〔文 献〕

- 1) M. E. Hale, H. W. Fuller and H. Rubinstein: J. Appl. Phys., **30** (1959) 789.
- 2) H. W. Fuller and M. E. Hale: J. Appl. Phys., **31** (1960) 1699.
- 3) J. N. Chapman: J. Phys. D: Appl. Phys., **17** (1984) 623.
- 4) K. Harada: Electron Microscopy, **35** (2000) 62 [in Japanese].
- 5) T. Ikuta and R. Shimizu: Phys. Stat. Sol., **23** (1974) 605.
- 6) J. N. Chapman, P. E. Batson, E. M. Waddell and R. P. Ferrier: Ultramicroscopy, **3** (1978) 203.
- 7) A. Tonomura: *Electron Holography*, 2nd ed. (Springer, Heidelberg, Germany, 1999).
- 8) J. N. Chapman, A. B. Johnston and L. J. Heyderman: J. Appl. Phys., **76** (1994) 5349.
- 9) K. Ishizuka and B. Allman: J. Electron Microsc., **54** (2005) 191.
- 10) K. Harada: Appl. Phys. Lett., **100** (2012) 061901.
- 11) T. Matsuda, S. Hasegawa, M. Igarashi, T. Kobayashi, M. Naito, H. Kajiyama, J. Endo, N. Osakabe, A. Tonomura and R. Aoki: Phys. Rev. Lett., **62** (1989) 2519.
- 12) J. Dooly and M. De Graef: Ultramicroscopy, **67** (1997) 113.
- 13) K. Shirota, A. Yonezawa, K. Shibatomi and T. Yanaka: J. Electron Microsc., **25** (1976) 303.
- 14) T. Hirayama, Q. Ru, T. Tanji and A. Tonomura: Appl. Phys. Lett., **63** (1993) 418.
- 15) Y. Murakami, D. Shindo, K. Kobayashi, K. Oikawa, R. Kainuma and K. Ishida: Mater. Sci. Eng., **438-440** (2006) 1050.
- 16) Y. Murakami, H. Kasai, J. J. Kim, S. Mamishin, D. Shindo, S. Mori and A. Tonomura: Nature Nanotech., **5** (2010) 37.
- 17) K. Harada, T. Matsuda, J. E. Bonevich, M. Igarashi, S. Kondo, G. Pozzi, U. Kawabe and A. Tonomura: Nature, **360** (1992) 51.
- 18) K. Harada: Microscopy, **62** (2013) S03.
- 19) S. Mori, T. Asaka and Y. Matsui: Electron Microscopy, **37** (2002) 56 [in Japanese].
- 20) S. Mori, T. Asaka, Y. Horibe, Y. Matsui and K. Takenaka: J. Electron Microsc., **54** (2005) i65.
- 21) K. Takayanagi, T. Koyama, S. Mori, K. Harada and Y. Togawa: J. Electron Microsc., **61** (2012) 401.
- 22) Y. Taniguchi, H. Matsumoto and K. Harada: Appl. Phys. Lett., **101** (2012) 093101.
- 23) T. Tanigaki, S. Aizawa, H. S. Park, T. Matsuda, K. Harada and D. Shindo: Ultramicroscopy, **137** (2014) 7.
- 24) R. Tsuneta, H. Kashima, K. Harada, T. Iwane, M. Ikeda, A. Sugawara and M. Koguchi: Kenbikyō, **48** (2013) 205 [in Japanese].