

多段電子線バイプリズム干渉法

Multi-Biprism Electron Interferometry

原 田 研

Ken Harada

日立製作所基礎研究所

要 旨 本稿では、干渉光学系として従来型の電子線バイプリズムを1段に用いた干渉計を基にして、二段電子線バイプリズム干渉計、および三段電子線バイプリズム干渉計について紹介する。これらの新しい干渉光学系は、複数の電子線バイプリズムを光学系の中の実空間と逆空間とに分けて配置し、電子波の伝播の角度と距離（位置）をそれぞれ別個にコントロール可能とするところに特徴がある。これらの多段干渉光学系によって、干渉顕微鏡像のパラメータ（干渉縞間隔、干渉領域幅、そして新たに導入された干渉縞の方位）を任意、かつ独立にコントロールする手法が確立された。これらの干渉光学系を紹介するとともに、それぞれのパラメータのコントロール方法について述べる。

キーワード：電子波干渉法、電子線バイプリズム、多段電子線バイプリズム干渉計、電子線ホログラフィー、電界放出形電子顕微鏡

1. はじめに

電界放出形電子顕微鏡が実用化されて以来、電子線ホログラフィーとして電子波干渉法はさまざまに応用されてきた¹⁾。しかし干渉光学系としては、初期に確立された電界型電子線バイプリズムを1段に用いた構成が主たるもので、実用的には大きな改良は加えられて来なかった。最も一般的な干渉光学系を図1に示す。この光学系では、対物レンズと試料の像面との間に電子線バイプリズムを配置し、対物レンズによる結像作用と電子線バイプリズムによる偏向作用が組み合わされ、試料の像に干渉縞が重畳された干渉顕微鏡像（ホログラム）を得ることができる。像中の干渉縞間隔 s は再生される位相像/振幅像の空間分解能を、干渉領域幅 W は観察・記録される範囲を規定するもので、いずれも干渉顕微鏡像にとっては重要なパラメータである。

電子線へのビームスプリッターとして用いられる電子線バイプリズムは、電子波干渉法においては必須の光学装置であり、一般的には極細線電極とその両側の平行平板接地電極とから構成されている。干渉を発生させるには、例えば図1では、極細線電極に正電位を与え両側を通過する電子波を互いに向き合う方向に偏向して、像面で2つの電子波を重畳させる。このとき2波が物体波と参照波となるように試料位置と極細線電極の位置・方位が調整されていれば、像面に干渉顕微鏡像が形成される。

干渉顕微鏡像中の干渉縞間隔 s_{obj} と干渉領域幅 W_{obj} は図1中の幾何パラメータを用いて式(1)、(2)のごとく表される。下付符号 obj は、試料面換算であることを意味する。

$$s_{obj} = \frac{1}{M_{obj}} \cdot \frac{D\lambda}{2\alpha(D-L)} \quad (1)$$

$$W_{obj} = \frac{1}{M_{obj}} \cdot 2\alpha L - \frac{1}{M_{obj}} \cdot \frac{D}{(D-L)} d_{fi} \quad (2)$$

ここで λ は電子線の波長、 $M_{obj} (= b/a)$ は対物レンズによる試料の倍率、 D は像面と対物レンズ下側のクロスオーバー面との距離、 L は像面と電子線バイプリズムとの距離であり、 d_{fi} は極細線電極の直径、 α は電子線バイプリズムによる電子線の偏向角度 ($\alpha = k V_i : V_i$ は極細線電極への印加電位、 k は偏向係数 ($\sim 10^{-6}$ rad/V)) である。

式(1)、(2)より、極細線電極への印加電位 V_i を大きくすると電子線バイプリズムによる電子線の偏向角度 α が増大し干渉縞間隔 s_{obj} は小さくなる。そして、同時に干渉領域幅 W_{obj} は大きくなるのがわかる。この光学系は、極細線電極への印加電位 V_i によって干渉縞間隔 s_{obj} と干渉領域幅 W_{obj} との両方を同時にコントロールできる簡便さと、電子顕微鏡が予め備えている制限視野絞りを電子線バイプリズムとして代用（または併用）できることから電子波干渉光学系の主流を占めている。しかし、この利点はそのまま欠点でもある。干渉縞間隔 s_{obj} と干渉領域幅 W_{obj} が独立にコントロールできないために、その両パラメータを観察に適した値とするためには、光学系全体の見直しが必要とされる。さらに、従来の光学系では極細線電極から発生したフレネル回折波が干渉像に重畳され（フレネル縞の発生）、再生像へのアーティファクトとなる問題があった。これらの問題は、電子線バイプリズムの光学系における位置が、実空間でも逆空間でもない電子線の伝播経路の途中に位置していることに起因している。今までに電子線バイプリズムの位置を詳細に検討された例²⁾はあるが、問題の抜本的解決には至らなかった。

本稿では、以下に上記問題を解決した二段電子線バイプリズム干渉計^{3,4)}、および三段電子線バイプリズム干渉計⁵⁾について紹介する。これらの干渉光学系では、複数の電子線バイプリズムを、光学系中の実空間と逆空間に分けて配置し、電子波の伝播の角度と距離(位置)をそれぞれ別個にコントロール可能としている。すなわち、本稿で紹介するこれらの干渉法は、複数の電子線バイプリズムを同時に使用する光学系ではあるが、あくまでも2波の干渉光学計であり、3波⁶⁾あるいは4波⁷⁾の干渉を取り扱う光学計とは異なるものである。

2. 二段電子線バイプリズム干渉計

図2は二段電子線バイプリズム干渉光学系の1例である³⁾。上段電子線バイプリズムの極細線電極を対物レンズ像面(実空間)に、下段の極細線電極を第1拡大レンズのクロスオーバー面(逆空間(フーリエ変換面))とその像面との間で、かつ上段の極細線電極の陰の領域に配している。実空間に配することにより上段の電子線バイプリズムは2つの波の伝播角度を、逆空間(近傍)に配することにより下段の電子線バイプリズムは(主に)2つの電子波の重畳領域をコントロールする様に役割を分担できる。これにより、干渉縞間隔 s と干渉領域幅 W の独立したコントロールが可能となる。2つの電子線バイプリズムの光学系における空間位置と、それぞれがコントロールするパラメータが互いにフーリエ変換の関係になっているのは、波の伝播(回折)がフーリエ変換に対応しているためである。

干渉顕微鏡像中の干渉縞間隔 s_{obj} と干渉領域幅 W_{obj} を、図2中の幾何パラメータを用いて式(3)、(4)に示す。

$$s_{obj} = \frac{1}{M_l} \frac{1}{M_u} \frac{a_2 D_l \lambda}{2[\alpha_u a_2 (D_l - L_l) + \alpha_u b_2 D_u]} \quad (3)$$

$$W_{obj} = \frac{1}{M_l} \frac{1}{M_u} 2\alpha_u L_l - \frac{1}{M_u} d_{ufi} \quad (4)$$

式(4)で表された干渉領域幅 W_{obj} は、下段の電子線バイプリズムによる偏向角度 α_l のみに依存するが、干渉縞間隔 s_{obj} は両方の電子線バイプリズムによる偏向角度(α_u と α_l)に依存している。すなわち図2の光学系においては、下段の極細線電極への印加電位は干渉縞間隔 s_{obj} と干渉領域幅 W_{obj} の両方を変化させる。しかし、

- ①下段の電子線バイプリズムによって必要な W_{obj} を定める(s_{obj} は任意)、
- ②上段の電子線バイプリズムによって適正な s_{obj} へ修正する(このとき W_{obj} は変化しない)。

という作業手順により、事実上2つのパラメータ(s_{obj} と W_{obj})の独立コントロールが可能となる。干渉縞間隔 s_{obj} は再生像の空間分解能に、干渉領域幅 W_{obj} は電子波の可干渉距離に直接関係している。特に可干渉距離への制約が大きな電子波にとっては、干渉領域幅を広げれば急激に干渉縞のコントラストが劣化し、再生位相像の精度を劣化させる。精度の高い再生像を得るためには、干渉領域幅を必要以上に広げることは得策ではなく、上述のごとく、上2つのパラメータ(s_{obj}

と W_{obj})を個別にコントロールできることは、高い精度と高い空間分解能の再生像を両立させる上で有効である。

下段電子線バイプリズムの極細線電極を第1拡大レンズのクロスオーバー面に配置した場合($D_l - L_l = 0$)には、干渉縞間隔 s_{obj} は上段の電子線バイプリズムによる偏向角度 α_u のみに依存することになり、 s_{obj} と W_{obj} は完全に独立したコントロールが可能となる。干渉計としての干渉パラメータの制御

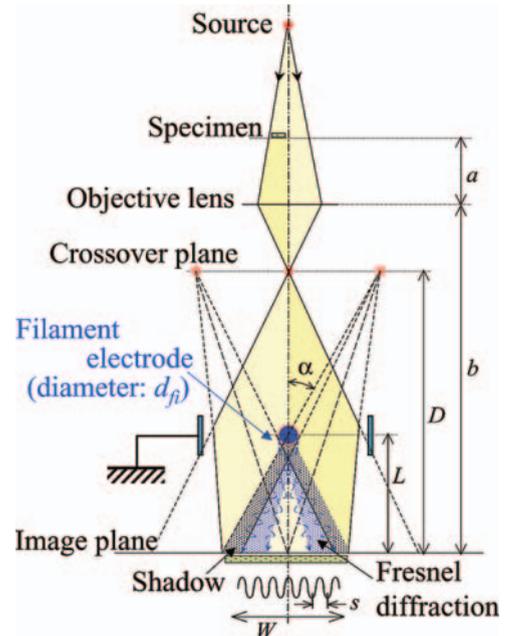


図1 従来型一段電子線バイプリズム干渉光学系

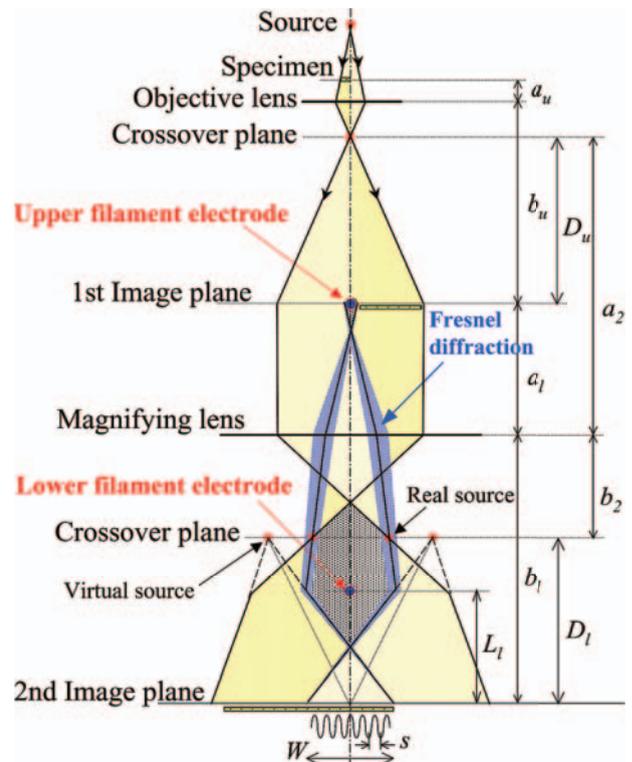


図2 二段電子線バイプリズム干渉光学系

性能だけを考えれば、下段の電子線バイプリズムをクロスオーバー面に配置する光学系が望ましいが、現状の電子顕微鏡では鏡体等に大きな改造を必要とすること、クロスオーバー面では収束した電子線が極細線電極を破損する可能性が高いことなどから、極細線電極の位置をクロスオーバー面から少しずらした構成（図2）が実用的であろう。図3aに干渉縞間隔 s_{obj} をコントロールした例、bに干渉領域幅 W_{obj} をコントロールした例を示す²⁾。

二段電子線バイプリズム干渉計では、上段の電子線バイプリズムは像面に位置するため、この極細線電極端から発生したフレネル回折波は複数の結像レンズを経た最終観察面でも像の電極端に収束し、フレネル縞を発生させない。また、下段の極細線電極は、上段の極細線電極の陰の領域に位置するため、そもそもフレネル回折波を発生させない⁸⁾。従って、観察される干渉顕微鏡像にはフレネル縞の重畳はない。画像

処理によってフレネル縞の影響を画像再生時に除去する方法がいくつか考案されているが^{9,10)}、二段電子線バイプリズム干渉計では原理的にフレネル縞が発生しないので高精度の位相観測には大きな効果が期待される。

図4に二段電子線バイプリズム干渉計を用いた観察結果の一例として、酸化マグネシウム（MgO）微結晶の干渉顕微鏡像を示す⁴⁾。図4aは従来の干渉光学系（図1）による干渉顕微鏡像、bは二段電子線バイプリズム干渉計（図2）による干渉顕微鏡像、cはaの再生位相像、dはbの再生位相像である。cの再生位相像に見られるフレネル縞に起因した位相変動がdには見られないことから、二段電子線バイプリズム干渉計は位相像の高精度化に有効な方法であることがわかる。

3. 三段電子線バイプリズム干渉計

図5に三段電子線バイプリズム干渉光学系を示す⁵⁾。この

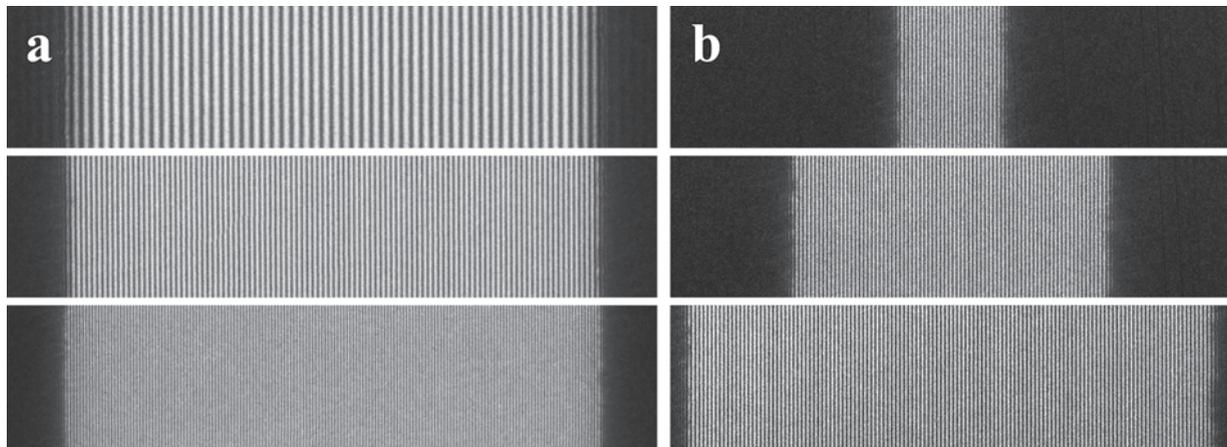


図3 干渉縞のコントロール例, (a) 縞間隔, (b) 干渉領域幅

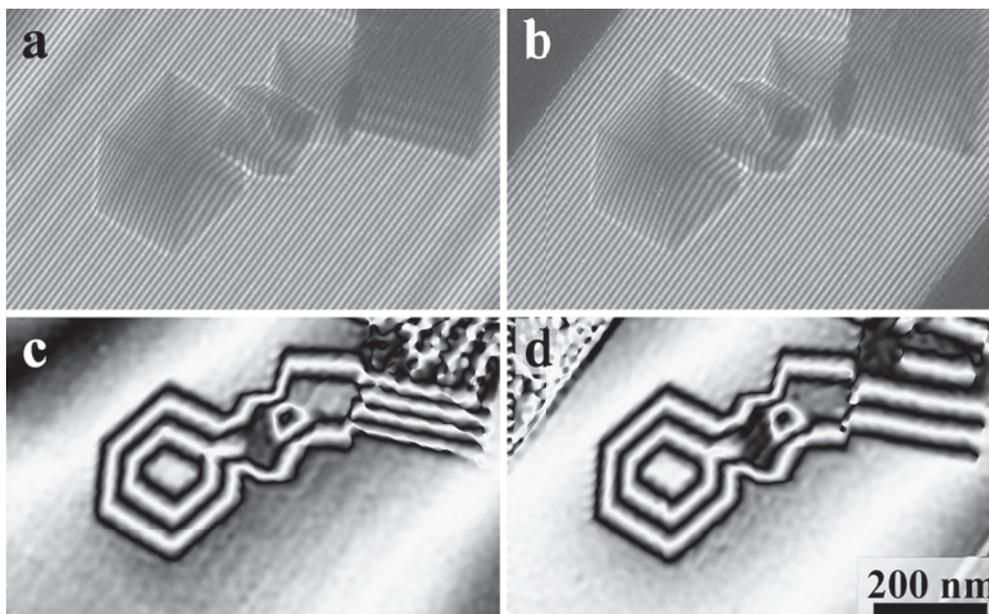


図4 MgO 微結晶の干渉顕微鏡像と再生位相像

(a) 従来型の干渉像, (b) 二段電子線バイプリズム干渉像, (c) 従来型干渉像からの位相像, (d) 二段電子線バイプリズム干渉像からの位相像

干渉光学系は、3段の電子線バイプリズムと3つの結像レンズから構成されるので、光学系として様々な組み合わせが考えられるが、2つの電子波を最適にコントロールできる干渉光学系として、図5の構成を例示している。上段の極細線電極は対物レンズの像面、中段の極細線電極は第1拡大レンズの像面、そして下段の極細線電極は第2拡大レンズのクロスオーバー面と像面との間に配している。上段と中段の極細線電極は直交させ ($\varphi_1 = 90^\circ$)、電子波の偏向の角度成分をそれぞれ x, y 軸方向に独立させている。下段の電子線バイプリズムは光軸を挟んで対角に位置する2つの電子波を重畳させるため、中段の極細線電極に対して方位角をおよそ $\varphi_3 = \pm 45^\circ$ の角度で用いる。但し、この方位角 φ_3 は、試料の形状に合わせて任意でよい。

図6に下段の電子線バイプリズムに電位を加えて干渉領域が形成されていく様子を示す。図6b, cの中央部の白い長方形の部分干渉領域である。図の解像度の関係で干渉縞が直接表示できないため、図6b, cにパワースペクトルを挿入する。スペクトル中の左右の2つのスポットが、記録された干渉縞の間隔と方位を示す。

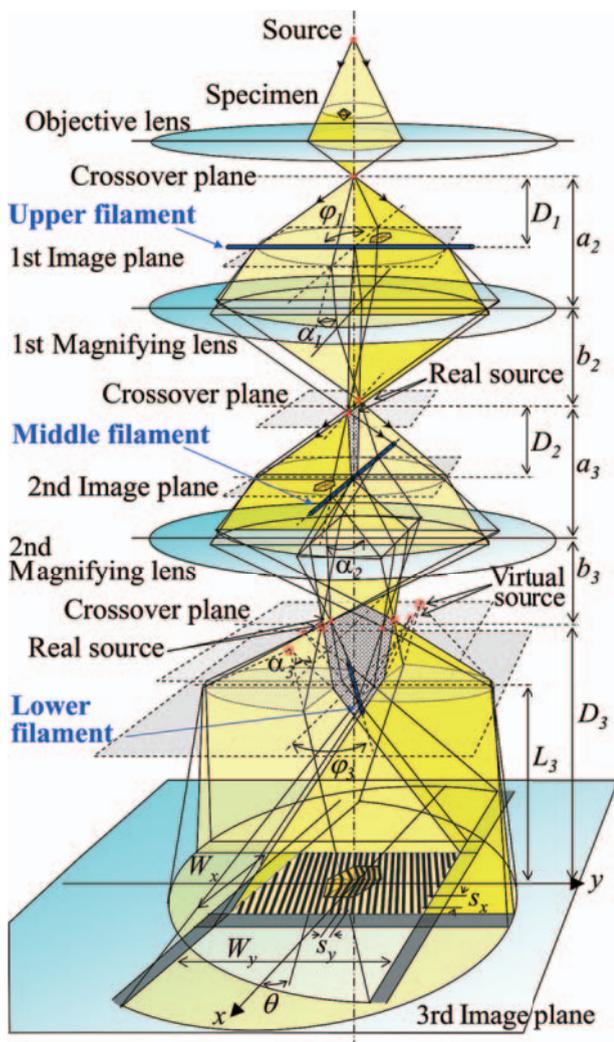


図5 三段電子線バイプリズム干渉光学系

干渉現象が上段と中段の電子線バイプリズムの偏向作用に依存する様子を図7に示す。図7では、中央部の干渉領域(白い正方形)と極細線電極の像(黒い帯状の部分)は変化しないまま、外側に位置する干渉領域(白い帯状の部分)が上下左右に伸縮している。これは上段と中段の電子線バイプリズムへの印加電位の変化によって、下段の電子線バイプリズム直上の光源がクロスオーバー面上を移動し、それに伴って下段の極細線電極の投影位置が動くために生じている。この光源の相対位置の変化が、干渉領域中の干渉縞の間隔・方位のコントロールを可能としている。

干渉顕微鏡像中の x 軸方向(上段の極細線電極方向)、 y 軸方向(中段の極細線電極方向)のそれぞれの干渉領域幅 W_{objx}, W_{objy} と、それぞれの干渉縞間隔 s_{objx}, s_{objy} と、そして干渉縞の方位角 θ_{obj} を図5中の幾何パラメータを用いて式(5)~(10)に示す。ここで M は各レンズの倍率の積 ($M = M_{obj} \times M_{m1} \times M_{m2}$) である。 x 軸方向と y 軸方向に分けて定式化するのは、式(9), (10)に示すごとく、干渉縞間隔 s_{obj} と方位角 θ_{obj} のコントロールを容易にするためである。

$$W_{objx} = \frac{1}{M_{obj}} \cdot \frac{1}{M_{m1}} \cdot \frac{1}{M_{m2}} \cdot 2\alpha_3 L_3 \cos \varphi_3 - \frac{d_2}{M_{obj} M_{m1}} \quad (5)$$

$$W_{objy} = \frac{1}{M_{obj}} \cdot \frac{1}{M_{m1}} \cdot \frac{1}{M_{m2}} \cdot 2\alpha_3 L_3 \sin \varphi_3 - \frac{d_1}{M_{obj}} \quad (6)$$

$$s_{objx} = \frac{s_{obj}}{\sin \vartheta_{obj}} = \frac{1}{M} \frac{D_3 \lambda}{2 \left(\frac{b_3 b_2}{a_3 a_2} D_1 \alpha_1 + (D_3 - L_3) \alpha_3 \sin \varphi_3 \right)} \quad (7)$$

$$s_{objy} = \frac{s_{obj}}{\cos \vartheta_{obj}} = \frac{1}{M} \frac{D_3 \lambda}{2 \left(\frac{b_3}{a_3} D_2 \alpha_2 + (D_3 - L_3) \alpha_3 \cos \varphi_3 \right)} \quad (8)$$

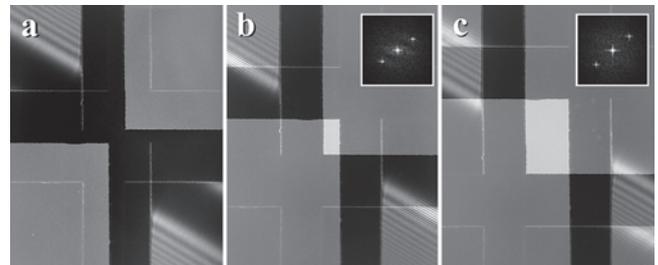


図6 下段電子線バイプリズムの偏向効果による2波の重畳の様子 ($V_1 = V_2 = 10 \text{ V}$). (a) $V_3 = 40 \text{ V}$, (b) $V_3 = 90 \text{ V}$, (c) $V_3 = 140 \text{ V}$

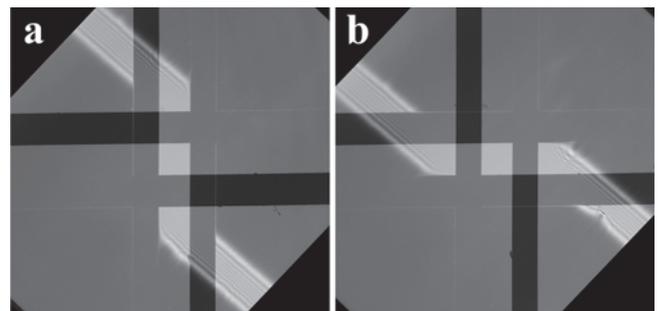


図7 上段、中段の電子線バイプリズムの偏向効果による2波の重畳の様子 ($V_3 = 120 \text{ V}$). (a) $V_1 = 40 \text{ V}$, $V_2 = 0 \text{ V}$, (b) $V_1 = 0 \text{ V}$, $V_2 = 36 \text{ V}$

$$s_{obj} = \sqrt{s_{objx}^2 + s_{objy}^2} \quad (9)$$

$$\vartheta_{obj} = \tan^{-1} \left[\frac{s_{objy}}{s_{objx}} \right] = \tan^{-1} \left[\frac{\frac{b_3 b_2}{a_3 a_2} D_1 \alpha_1 + (D_3 - L_3) \alpha_3 \sin \varphi_3}{\frac{b_3}{a_3} D_2 \alpha_2 + (D_3 - L_3) \alpha_3 \cos \varphi_3} \right] \quad (10)$$

式 (5), (6) より, 干渉領域幅 (W_{objx}, W_{objy}) は x 軸方向, y 軸方向ともに下段の電子線バイプリズムによる偏向角度 α_3 とその極細線電極の方位角 φ_3 で定まる (図 6 参照). 一方, 式 (7), (8) より干渉縞間隔 (s_{objx}, s_{objy}) は下段の電子線バイプリズムへの印加電位が一定の場合 ($\alpha_3 = \text{const.}$), 各々上段と中段の電子線バイプリズムが与える偏向角度 (α_1, α_2) に依存していることがわかる. そして, 式 (7), (8) の自乗和の平方根から干渉縞間隔 s_{obj} (式 (9)) が, 比の逆正接より方位角 θ_{obj} (式 (10)) が独立に定まる.

図 8 は干渉縞間隔 s_{obj} とその方位角 θ_{obj} の独立コントロールを確認した観察例である⁵⁾. 干渉縞間隔 s_{obj} を変化させない電位印加条件を選び, 干渉縞の方位角 θ_{obj} のみを回転させている. 各電子線バイプリズム, 試料ともに機械的な位置の移動を行っていないため, 酸化マグネシウム (MgO) 微結晶の像中の位置には変化が見られない. さらに, この干渉顕微鏡像では干渉領域中へのフレネル縞の重畳がない.

三段電子線バイプリズム干渉計は, 干渉計に要求される全てのパラメータ (干渉縞間隔 s , 干渉縞の方位 θ , 干渉領域幅 W) をそれぞれ独立にコントロールできる自由度を持っており, 半導体素子の断面観察など, 参照波の位置が限定されている場合でも自由度の高い干渉顕微鏡像を作り出すことができる. また, 任意の方位に干渉縞が形成できることから, 原理的には像再生無しに磁性材料の磁化分布 (磁力線) を描くことが可能となる.

4. おわりに

本稿では, 複数の電子線バイプリズムを電子光学系の中の実空間と逆空間とに分けて配置することによって, 電子波の伝播の角度と距離 (位置) を個別にコントロール可能であること, それによって, 電子波干渉の条件を任意, かつ独立にコントロールできることを紹介した. すなわち, 二段電子線

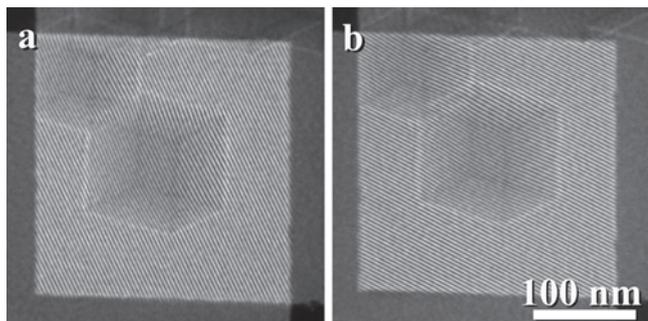


図 8 MgO 微結晶の干渉顕微鏡像 ($s_{obj} = 3 \text{ nm}$), (a) $\theta = 20^\circ$, (b) $\theta = 65^\circ$

バイプリズム干渉計では干渉顕微鏡像の 2 つのパラメータ (干渉縞間隔 s , 干渉領域幅 W) が, 三段電子線バイプリズム干渉計では 3 つのパラメータ (干渉縞間隔 s , 干渉縞の方位 θ , 干渉領域幅 W) が, 高い自由度でコントロール可能となる. さらに, これらの新しい干渉光学系は, いずれも干渉顕微鏡像中にフレネル縞を重畳させない利点も合わせ持っており, 高精度位相計測法に有効な光学系と考えられる. 但し, 試料との関係においては, いずれのパラメータ (s, θ, W) も対物レンズやその後段の拡大レンズ系の倍率を含んでおり, この手法によっても結像系全体の調整が皆無になることは無い. さらに, 結像レンズを介在させた状態で複数の電子線バイプリズムにより電子線を適正に偏向させるには, 技術的にある程度の熟練を要する. しかし, これら装置調整上の課題は, 計測器のコンピュータ制御が主流となる近い将来には解決されるであろう.

本稿で紹介した多段電子線バイプリズム干渉計は, 波面分割型干渉における干渉現象のコントロールの自由度を高めるといふ点では光学干渉顕微鏡にも応用可能であり, 実際, X 線干渉計においても二段プリズム干渉光学系が試行された¹¹⁾. 電子光学は光学の分野から学ぶことが多いが, ホログラフィーがそうであったように, 逆に光学の分野を巻き込んだ発展が成されることを期待している.

5. 謝 辞

本干渉法の開発, 実験にあたり下記の方々のご協力を得ました. ここに記して感謝いたします. 日立ハイテクノロジーズ: 明石哲也, 日立基礎研究所: 守谷 騰, 松田 強, 外村 彰, 大阪府立大学: 戸川欣彦.

文 献

- 1) for example, Tonomura, A.: *Electron Holography*, 2nd ed. (Springer, Heidelberg) (1999).
- 2) Lichte, H., Geiger, D., Harscher, A., Heindl, E., Lehmann, M., Malamidis, D., Orchowski, A. and Rau, W.D.: *Ultramicroscopy*, **64**, 67 (1996)
- 3) Harada, K., Tonomura, A., Togawa, Y., Akashi, T. and Matsuda, T.: *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3229 (2004)
- 4) Harada, K., Akashi, T., Togawa, Y., Matsuda, T. and Tonomura, A.: *J. Electron Microsc.*, **54**, 19 (2005)
- 5) Harada, K., Akashi, T., Togawa, Y., Matsuda, T. and Tonomura, A.: *J. Appl. Phys.*, **99**, 113502 (2006)
- 6) Kawasaki, T., Missiroli, G.F., Pozzi, G. and Tonomura, A.: *Optik (Stuttgart)*, **92**, 168 (1993)
- 7) Miyashita, K., Yamamoto, K., Hirayama, T. and Tanji, T.: *J. Electron Microsc.*, **53**, 577 (2004)
- 8) Endo, J., Chen, J., Kobayashi, D., Wada, Y. and Fujita, H.: *Appl. Opt.*, **41**, 1308 (2002)
- 9) Harada, K. and Shimizu, R.: *J. Electron Microsc.*, **40**, 92 (1991)
- 10) Harada, K., Beleggia, M., Endo, J., Kasai, H., Togawa, Y., Matsuda, T. and Tonomura, A.: *J. Electron Microsc.*, **52**, 369 (2003)
- 11) Suzuki, Y., Takeuchi, A. and Harada, K.: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **49**, 016601 (2010)