

TEM 像の解釈 (II)

Principles of TEM Image Formation (II)

今野 豊彦

Toyohiko Konno

^a東北大学金属材料研究所

要旨 透過電子顕微鏡 (TEM) はいくつものレンズが組み合わさることにより、ビームを収束させたり回折パターンを得るといった観察者にとっては必須の自由度を有している。まず本稿では前回述べた幾何光学に基づいたレンズ作用を2レンズ系に発展させることによりその動作原理を理解するとともに、それによってもたらされるいくつかの簡単な応用例に触れる。次に対物レンズの収差補正が可能になった結果、前回述べた位相コントラストトランスファー関数が与える分解能に対して、色収差によって定まる情報限界そのものが分解能を定めること、さらに今後は適切なディフォーカス量の選択がコントラストと分解能の両立という観点から必要になることに触れる。

キーワード：透過電子顕微鏡 (TEM), 2レンズ系, 収束電子回折, 収差補正

1. はじめに

透過電子顕微鏡 (TEM) が有するポテンシャルを最大限に引き出すためには試料と電子の相互作用に関する知識と電子光学系に関する知識とが必要である。前回は基本的な散乱過程から動力的効果までを概観したのち、幾何光学と波動光学の基本的な事柄により TEM が与える種々のコントラストをどのように解釈するかを述べた。実際の TEM には多段のレンズが組み合わさって構成されており、それが単に自由度が増えたという言葉では言い尽くされない光学系の本質的な制御手段とそれを応用した解析手法を我々に与えている。そして、その根幹となるのは2レンズ系である。したがって本稿ではまず、2レンズを幾何光学の立場から復習し、それが照射系においてどのように用いられているかを述べ、応用例としては収束電子回折の基本的な事柄に触れる。また位相コントラストという観点からは対物レンズに対する球面収差補正が分解能とコントラストに与える効果に簡単に触れる。

2. 2レンズ系

2.1 光線図

電子顕微鏡の一つ一つのレンズの倍率は高々数十倍であり、実際の電顕ではそれが巧みに組み合わされて光学系を成している。それらは単に高い倍率を得るだけでなく、試料上にビームを絞ったり、回折パターンと実像の間を行き来するという自由度を与えている。このことがまた、他の装置には

ない多様性に満ちた特徴を電子顕微鏡に与えている。したがって複数のレンズがどういった関係にあり、前回述べたレンズ間の共役な面の間関係を知ることは電顕の動作原理を理解する上で必須であると同時に、実際的な見地からも電顕のアラインメントを行うときに必要となる。その基礎となるのがここで述べる2レンズ系である。

図1に示すように試料が第1レンズの物体面に存在し、さらにそのレンズの下に第2レンズが存在している状況を考えよう。(以下、ここでの議論は、ガウス光学系という近似のもとで進める。) この図からわかるように系全体としての物体面、二つのレンズ、そして像面 (スクリーンの位置) は固定されている。さらに第1レンズの焦点距離も固定されており、我々に与えられた自由度は第2レンズの焦点距離 f_2 のみである。たったこれだけの組み合わせで我々は試料が呈する回折パターンと試料の像をスクリーン上に投影することが可能である。すなわち第2レンズにとっての物体面を第1レンズの (a) 像面にあわせることにより実像が投影され、(b) 後焦点面にあわせることによりスクリーンには回折パターンが投影される。これらの操作は実際の電顕ではボタン一つで行われる。それぞれの場合の焦点距離を f_{2a} 、 f_{2b} とおけば、図からもわかるように $f_{2a} < f_{2b}$ である。言い換えると第2レンズの電流値を変えることにより、スクリーンと共役な面を第1レンズの後焦点面あるいは像面とすることができる。そしてそれぞれの条件下での拡大率、すなわちカメラ長や倍率はさらにこれ以降の複数のレンズにより変えることができる。

2.2 照射系

上記の二レンズ系は対物レンズから中間・結像レンズ系に至るまでの、いわば試料の情報を抽出するための光学系の動作原理の基礎となるばかりでなく、試料に電子を照射系する

^a 〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1
TEL: 022-215-2125; FAX: 022-215-2126
E-mail: tjkonno@imr.tohoku.ac.jp
2008年7月29日受付

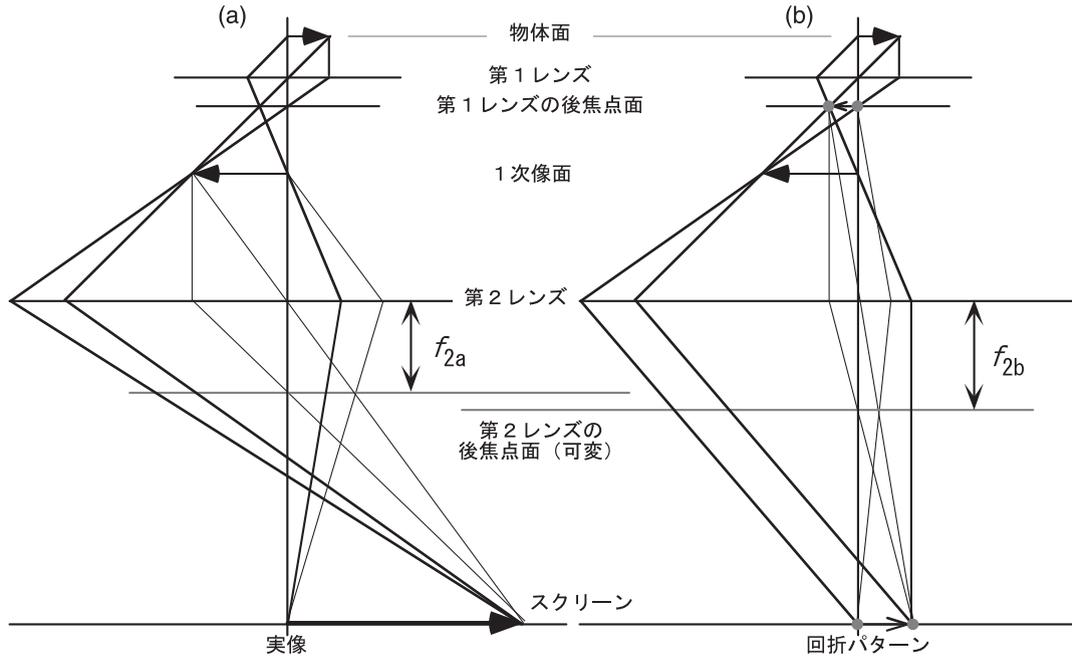


図1 2レンズ系における光線図(細線は第2レンズにおける共役な位置関係を示すための補助線), (a) 実像をスクリーンに投影する場合(1次像面とスクリーンが共役), (b) 回折パターンを投影する場合(第一レンズの後焦点面とスクリーンが共役). $f_{2a} < f_{2b}$ であることに注意.

ための自由度を与える手段としても用いられている. 熱電子放出型の通常の電子顕微鏡では二つの収束レンズが働くことにより, 電子源から出た電子を試料上に広げて照射したり, 試料上の一点に絞って局所領域からの分析等を実現している. また走査型透過電子顕微鏡(STEM)においてビームを絞る原理も基本的には同じである(実際には対物レンズの前方磁界を巧みに用いている).

図2に第1収束(C1)レンズおよび第2収束(C2)レンズがどのようにして機能しているかを模式的に示す. C1レンズの役割は電子銃の像(実際にはウェーネルト直下のクロスオーバー)を縮小することである. すなわち前回は述べたように, レンズを挟んで物体面からの発散角(半角)を α , 像面への入射角を β とすれば, そのレンズの倍率 M は $M = \alpha/\beta$ で表されるから, このレンズの電流値を大きくすれば焦点距離が短くなることから, β が大きくなり, 結果としてC1レンズが与える電子銃の像は縮小される. 多くの電頭で「スポットサイズ」と呼ばれているノブがこのC1レンズに流れる電流を制御している. また図からわかるように多くの電子がC2絞りにより遮られ, 結局, 試料上のスポットサイズを小さくすることは試料に向う電子量の減少という結果を導く.

また実際には β が大きくなるとC1レンズにとっての物体面がレンズ側に移動するので, 試料上に与えられたC1レンズの条件で最小のスポットを投射しようとする前項で述べたのと同じ理由でC2レンズの電流も連動して動かなくてはならない. このようなことは電頭に組み込まれ, 通常, オペレータにとってすべてが自動的になされるが, 一方で, たと

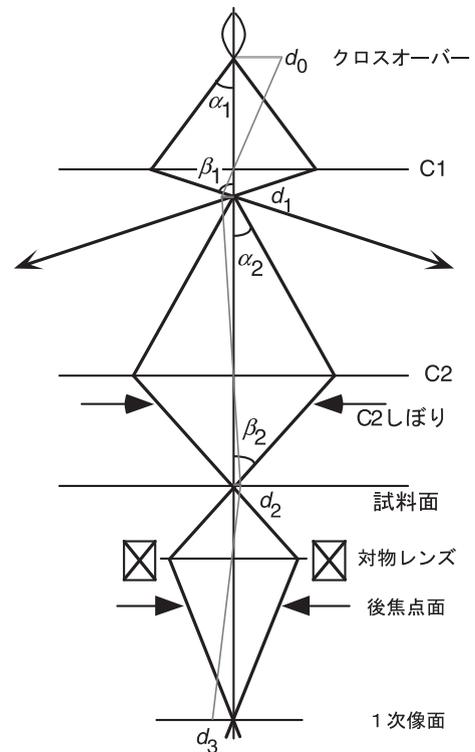


図2 照射系(ビームを試料上に絞った場合)の光線図. 電子銃から発生した電子がクロスオーバーを作り, それが第1収束(C1)レンズにより縮小され, さらに第2収束(C2)レンズにより試料上に絞られる.(この図ではクロスオーバーが $d_0 \rightarrow d_2$ と縮小される様子も灰色の線を用いて誇張して示している.) また対物レンズの前後で試料面と1次像面とは共役の関係にあるから, 試料上に絞られたスポットは拡大されて1次像面に投影される.

えばSTEMにおいてビームを適切に絞るためにはレンズ間のピボットポイントを正しく調整することが必須である。いずれにしてもこのように電子銃直下のクロスオーバーと試料上のスポットとが共役な関係となり、かつその大きさを自由に变化させるためには二つのレンズの組み合わせが必須であり、また最終倍率は二つのレンズにから見た光線の角度を図のように $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$ とおいて次のように与えられる。

$$M = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2}{\beta_1 \cdot \beta_2} \quad (1)$$

原理的には以上のようにしてビームが試料面上に絞られる。図2にはさらに対物レンズの一次像面まで光線図を描いている。そしてこの図には光源(クロスオーバー)が $d_0 \rightarrow d_1 \rightarrow d_2$ の順に照射系により縮小され、次にそれが対物レンズにより d_3 と拡大される状況も重ねて示している。さらにこの条件で、通常は図からもわかるようにC2絞りの像が後焦点面に現れる。

3. 電子回折

3.1 高次ラウエゾーン

前回、結晶からの回折が起こる条件は散乱ベクトル \vec{q} が逆格子ベクトル \vec{g} に一致することであることを述べた。

$$\vec{q} = \vec{g} \quad (2)$$

3次元結晶の逆格子点は3次元をなし、逆格子点の間隔は結晶の単位胞定数(0.1 nmのオーダー)の逆数程度である。一方、200 kVに加速された電子の波長は約2.5 pmであるから、波長と原子間距離とがほぼ等しいX線回折とは異なり、エバルド球の半径は逆格子点間の距離に比べ非常に大きくなる。その結果、回折条件を近似的に満たす逆格子点が多くなり晶帯軸入射でもスクリーン上には回折スポットが多数現れる。(電顕試料は薄く、実際の散乱強度は各逆格子点を中心に上下にロッド状に広がる。)このとき、逆格子の原点を含みエバルド球に接している平面上の一群の逆格子点をZeroth Order Laue Zone: ZOLZ(ゾルツ)と呼ぶ。

エバルド球が一定の曲率を有しているため、回折パターンを縮小していくとスクリーンの端の方にZOLZよりも上にある逆格子の断面の一部が観察される。この状況を図3に示した。それぞれの断面はFOLZ, SOLZ(それぞれFirst, Second Order Laue Zone(フォルツ, ソルツ))といい、これらを総称して高次ラウエゾーン(Higer Order Laue Zone, HOLZ(ホルツ))と呼ぶ。このHOLZを利用すると、簡単な幾何学的考察から入射電子線の方向(晶帯軸の方向)の面間隔に関する情報を得ることができる。すなわち図3(a)において三角形OPQを考えると次式が成立し、

$$(1/\lambda)^2 = (1/\lambda - nH)^2 + G_n^2 \quad (3)$$

HOLZ間の間隔Hは次式で与えられる。

$$G_n^2 = \frac{2nH}{\lambda} - (nH)^2 \cong \frac{2nH}{\lambda} \quad (4)$$

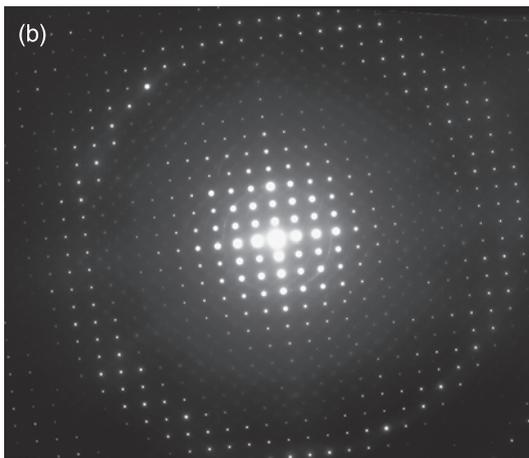
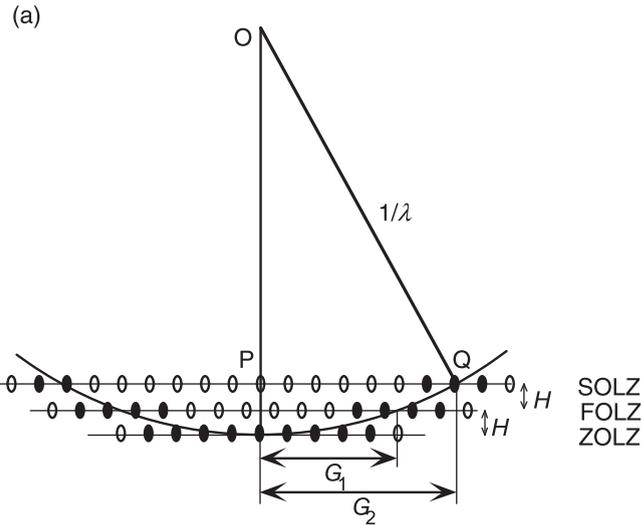


図3 高次ラウエゾーン(HOLZ)の説明. エバルド球と第0ラウエゾーン(ZOLZ), 第1ラウエゾーン(FOLZ), 第2ラウエゾーン(SOLZ)が接する位置から入射電子に垂直な方向への逆格子距離を求めることが可能。

3.2 収束電子回折

2.2節で見たように試料に対して平行ビームではなく、スポットとなるように電子を入射すると、そのときのC2絞りの大きさによって定まる照射角(半角で α としよう)で電子は入射し、図4に示すように後焦点面にはスポットではなくディスクが現れる。このとき試料が回折条件を満たしていれば回折パターンがディスクにより置き換えられる。このとき比較的小さなC2絞りをを用いるとディスクも小さくなるがこれは通常マイクロディフラクション(micro-diffraction)と呼ばれ、局所的な領域からの回折パターンが必要な場合によく用いられる。

一方、試料に対する照射角 2α が試料中の hkl 面が与えるブラッグ角度 $2\theta_{hkl}$ より十分大きい場合、ブラッグ条件が満たされ回折が起こる。そしてHOLZ上には図5(a)に示すように明るいHOLZラインパターンが現れ、逆に透過ディスクの中にはその分だけ電子を失った部分に暗いラインパターンが現れる(図5(b))。実際の例を図6に示した。重

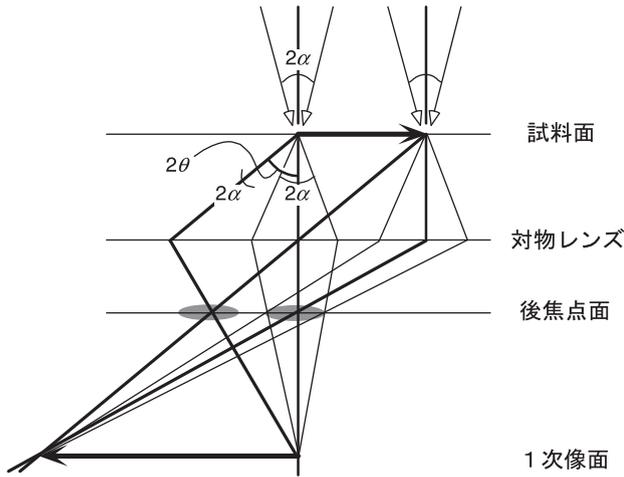


図4 収束電子回折の光線図。太線（平行照射）が通常の電子回折の光線図。それに対し試料のそれぞれの部位に 2α の入射角度でビームを絞って入射することにより後焦点面にはディスクが現れる。

要なことはHOLZにはZOLZでは観察できない結晶の対称性が現れるということ、そしてその情報が“裏返されて”透過ディスクの中に暗いHOLZラインパターンとしてすべて現れるということである。このような高次の反射はわずかの面間隔の変動に敏感なので試料中の歪みの検出にもこの手法は利用でき、応用上重要である。

3.3 動力学的効果

上記のようにビームを収束させて得た回折ディスク内には角度の情報が含まれている。したがって試料が厚ければ試料のその位置における動力学的効果がフリッジとして回折ディスクの中に現れる（図7 (a)）。これは原理的には試料が曲ったことに起因するバンドコントラクターと同じ理由で発生し、それから試料の厚さを推定することができる。今、試料の厚さを t とすればディスク内の強度の弱い位置に対し、励起誤差 s は次の関係を満たしている（ n ：整数， ξ_g ：消衰距離）。

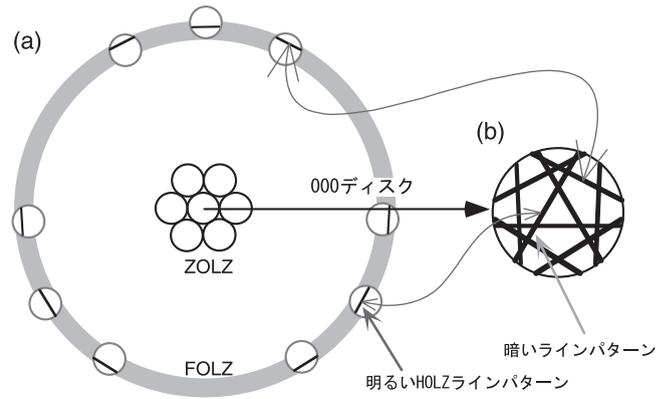


図5 HOLZ線の形成。(a) ZOLZおよびFOLZの回折ディスクとHOLZ線。回折ディスクの対称性がZOLZとFOLZで異なることに注意。(b) 結晶の有する対称性が暗いHOLZラインパターンとなって透過ディスクに現れる。

$$\left(\frac{s_n}{n}\right)^2 = \frac{1}{t^2} - \frac{1}{n^2 \xi_g^2} \quad (5)$$

一方、ブラッグ条件からのずれを $\Delta\theta$ と置くと、エバルドの作図から $s = g_{hkl} \Delta\theta$ となる。さらに回折条件より $\lambda \approx d \cdot 2\theta_B$ であるから、結局 s_n は $\Delta\theta$ を用いて（ $2\theta_B$ で規格化して）次のように書ける。

$$s_n = \lambda \frac{\Delta\theta_n}{2\theta_B d^2} \quad (6)$$

ここで d は hkl 面の面間隔で、(5)をプロットすることにより t と ξ_g が求まる（図7 (b)）。（実際には n に任意性があり、(5)が直線となる一連の n を選ぶ。たとえば図7 (b)はAlの200反射の例で、 $n=3, 4, 5, \dots$ を用いることができる。）

以上のように二つ以上のレンズを巧みに組みあわせることにより単にビームを絞られるだけでなく、そのことを利用して後焦点面上の回折ディスクには高次ラウエゾーンといった逆格子の幾何学的情報や動力学的効果が現れ、我々に材料に関する様々な情報を与えてくれる。

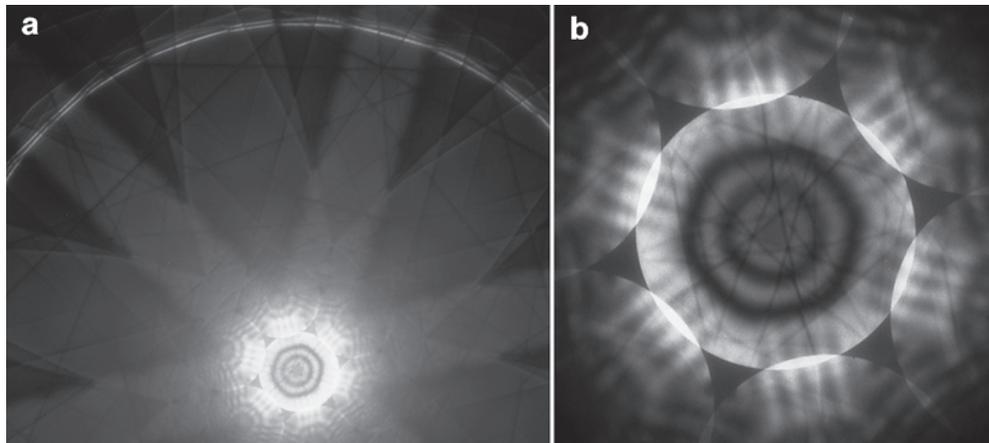


図6 HOLZラインパターンの例（Si111入射の場合）。

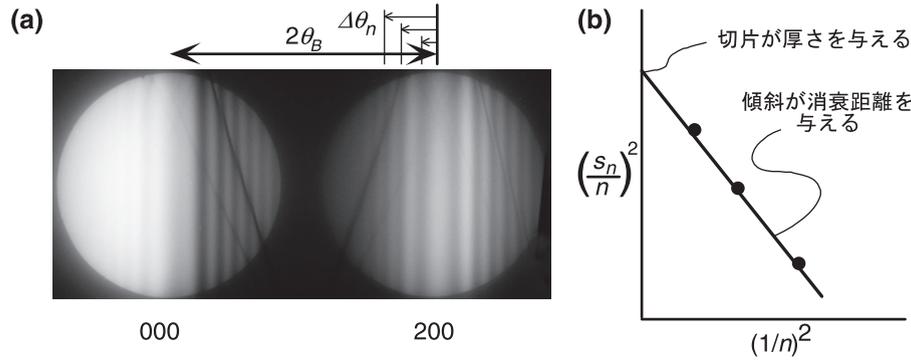


図7 回折ディスクに現れるフリッジの例. 電子の入射角に依存する動力学的効果が回折ディスク内の濃淡となって現れ, 試料の厚さや消費距離を知ることができる.

4. 位相コントラストと球面収差

4.1 位相コントラスト伝達関数

電子顕微鏡のレンズが本質的に有する球面収差の効果とは一口で言えば物体面から発散角 α でレンズに向い光軸からより離れてレンズを通る電子はより強く曲げられということである. つまり, ガウス光学系が与える焦点距離 f_0 に対し, 近似の精度を高めるとそのような電子に対する焦点距離 f は $f=f_0-C_s\alpha^2$ で与えられることは前回述べた. ここで C_s は球面収差係数である. 要するに物体面の同一の点から発散された電子であってもレンズのどこを通るかによって焦点距離が異なるわけであるが, 結像という観点からこの焦点距離のバラつき補償するために一般に用いられる方法がデフォーカス Δf を大きくとることにより意図的に焦点距離を長くすることである. 一般に光軸から離れる波ほど散乱ベクトル \vec{q} が大きく, より高周波の情報を有しているわけであるが, 光路長に対し球面収差は q の 4 乗で変化を与える一方, デフォーカスは q の 2 乗で変化を及ぼすため完全に相殺することはできず, 伝わる情報は q に応じて変化することになる. これが位相コントラスト伝達関数 (CTF) であることは前回説明した.

$$\sin(2\pi\chi(q)) = \sin\left\{\pi\left(\Delta f\lambda q^2 - \frac{1}{2}C_s\lambda^3 q^4\right)\right\} \quad (7)$$

それでは球面収差が補正できるようになり, C_s が小さくなると情報はどのように伝わるのであろうか. この場合, (7) からわかるように C_s に起因する位相変化は C_s そのものが小さくなることにより, CTF は全体として q に対してゆっくりと変化することが予想される. 計算してみると, 実際 CTF の変動は押さえられ位相の反転が起こらない領域が包絡関数で与えられる領域まで拡がることになる. すなわち球面収差補正後は色収差や電子顕微鏡の安定性, さらに外部からの振動といった機械的な要因が TEM の分解能を直接左右するようになる. ここで先に進む前に前回簡単にしか述べなかった包絡関数について触れる.

4.2 包絡関数

多くの電顕では熱電子型電子銃が搭載されており, フィラ

メントは高温に加熱されている. さらに加速部も完備ではないので試料に照射される電子のエネルギーには $1 \sim 2$ eV の広がりがある. 室温で電子を放出する冷陰極型電界放射型電子銃でこの量は 0.3 eV 程度まで下がるが, 拡がりがあることには変わりがない. 電子の軌道をローレンツ力で変化させるという磁界レンズの動作原理からすれば, 個々の電子のエネルギーが異なるということは, たとえレンズが完璧であっても焦点距離がある程度の広がりを持つということの意味する. さらに, 対物レンズのコイル電流もある程度のバラつきを持ち, レンズそのものの焦点距離の拡がりをもたらす. 結局, 磁界レンズの焦点距離 f は電子のエネルギーのばらつき $\Delta E/E$ およびコイル電流のばらつき $\Delta J/J$ に起因するある程度の広がり δf が存在する. この $\delta f/f$ は焦点距離が電子のエネルギーに対しては線形に, コイル電流 (ポールピースの磁束密度) に対しては 2 乗に変化することにより, 次のように書ける.

$$\frac{\delta f}{f} \propto \frac{\Delta E}{E} - 2\frac{\Delta J}{J} \quad (8)$$

通常はこれら ΔE や ΔJ の変化は系統的なものではなくゼロを中心にある幅でランダムに変化すると考え, 我々が指定するデフォーカス量を Δf_0 としたとき, 現実のデフォーカス量 Δf はその値を中心にガウス関数 $W(\Delta f)$ に従って分布すると考える.

$$W(\Delta f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(\Delta f - \Delta f_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (9)$$

ここで標準偏差 σ は, 上に述べた考察から次のように ΔE と ΔJ に依存する.

$$\sigma = C_c \left[\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(2\frac{\Delta J}{J}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (10)$$

ここに現れた C_c は色収差係数 (chromatic aberration constant) と呼ばれる量である. コントラスト伝達関数は Δf_0 の関数 (前回の (15) 式では Δf に相当) であるから, スクリーン上のコントラストは $W(\Delta f)$ として表される Δf そのものの分布に大きく左右される. 具体的にはガウス関数的に分布している “個々の” Δf_0 の値ごとにコントラスト伝達関数を評価し, それを積分したものがレンズ系を全体がスクリーン上

に与えるコントラストということになる。今、このスクリーン上のコントラストを $I(\vec{r})$ とおけば、(ガウス関数のフーリエ変換はガウス関数であることから)、我々が観察するコントラストは次のように書かれる。

$$I(\vec{r}) = \sin(2\pi\chi(q, \Delta f_0)) \exp(-\pi^2 \lambda^2 q^4 \sigma^4) \quad (11)$$

すなわち形式的には我々が指定したディフォーカス量 Δf_0 で決まるコントラスト伝達関数に、さらに右辺に現れた指数関数がかげられるという結論を得る。その結果、コントラスト伝達関数の高い周波数領域の情報は急激にダンピングされ

てしまう。(具体的な例は前回の図 11 に示した。) このように実際に伝わる情報は位相コントラスト伝達関数と上記のガウス関数の積であるので、後者は包絡関数 (Envelope function) と呼ばれる。以上をまとめると電子の波長およびレンズ電流のバラつきはレンズ系の焦点距離に有限の広がりをもたらす、分解能を得るために必要な高周波領域でその効果は顕著となり、レンズ系全体としてのみかけ上の干渉性を大きく制限することになる。そしてこの包絡関数がゼロとなる点を越えた領域では実際はコントラストは得られないのでこれを情報限界 (information limit) と呼ぶ。

4.3 球面収差補正がコントラストに及ぼす効果

前回は位相コントラスト伝達関数においてフラットな領域をできるだけ広く確保するためにシェルツァーディフォーカスと呼ばれる Δf_0 の値をとることで電子顕微鏡の分解能を高めると述べた。この状況を $Cc=1\text{ mm}$, $\Delta E/E=\Delta J/J=10^{-6}$ の場合の包絡関数とともに示したのが図 8 (a) である (図中の矢印がシェルツァー分解能に相当)。

一方、収差補正器を装着することにより球面収差が非常に小さくなると位相コントラスト伝達関数自体がフラットなものとなる。具体例として図 8 (b) に $Cs=1\ \mu\text{m}$, $\Delta f=1\ \text{nm}$ の場合を 2 種類の包絡関数に対して示した。包絡関数としては上述の $\Delta E/E=\Delta J/J=10^{-6}$ の場合を ENV-1、色収差係数は変わらないが電子源やレンズ電流が安定し、 $\Delta E/E=0.25 \times 10^{-6}$, $\Delta J/J=0.5 \times 10^{-6}$

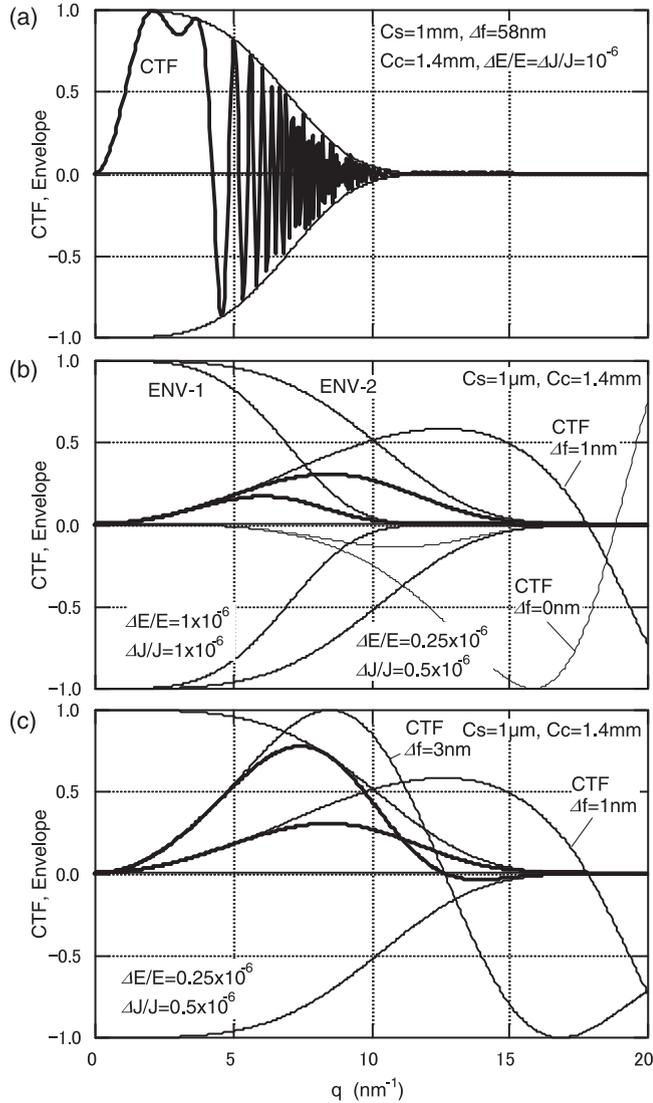


図 8 包絡関数との積として与えられる実効的なコントラスト伝達関数の例。(a) 一般的な電子顕微鏡の場合。コントラスト伝達関数が包絡関数に包みこまれ、シェルツァーディフォーカスにより分解能を定義することができる (矢印の位置)。(b) 球面収差補正された場合。CTF がゼロとなる点が包絡関数と与える情報限界より遠い位置に現れることに注意。また CTF が反転しても分解能は情報限界で決るので大きく変化しない。(c) ディフォーカス量を大きくとることにより分解能は下がるが CTF の値を大きくでき、コントラストが得られる。

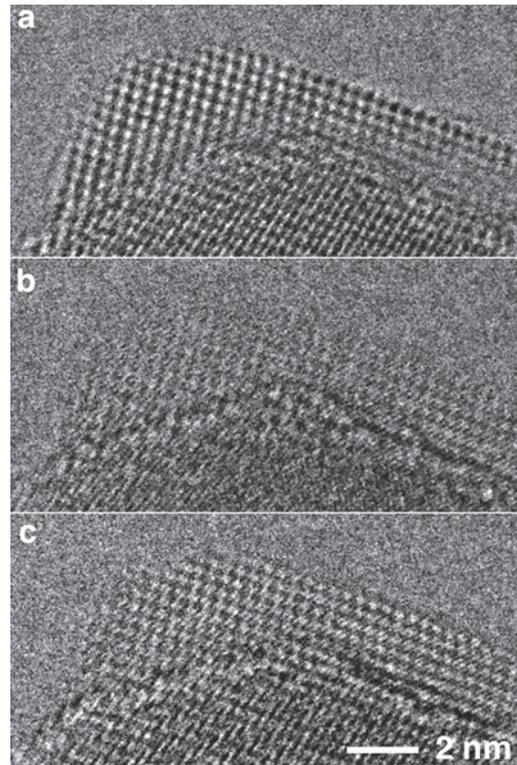


図 9 球面収差補正後の位相コントラストの例 (TiO_2)。 $Cs \approx 1\ \mu\text{m}$ 。(a) $\Delta f=1\ \text{nm}$ (アンダーフォーカス), (b) $\Delta f \approx 0\ \text{nm}$, コントラストが消滅していることに注意。(c) $\Delta f=-1\ \text{nm}$ (オーバーフォーカス)。

$J=0.5 \times 10^{-6}$ となった場合を ENV-2 として図示している。このように球面収差が問題とならないほど小さくなるとコントラストがフラットな領域は CTF ではなく包絡関数によって決ってしまう。すなわち情報限界そのものにより電子顕微鏡の分解能が左右される状況が出現する。またこの図中に $\Delta f=0$ の場合を細線で示したのが、この場合、コントラストが逆転しているが分解能としては $\Delta f=1 \text{ nm}$ と同等のレベルである。(実際には収差補正器を用いて負の球面収差補正係数を得ることも可能である。さらに収差そのものは近軸理論(ガウス光学系)という0次の近似を上げることにより本来的に生じるものであり、厳密な理論を構築するためには高次の補正項を考えることが必要である。)

このように球面収差補正により分解能が情報限界に達し、すべてがよいように見えるが現実には必ずしもそうではない。たとえば仮に C_s と Δf がゼロとなってしまうと CTF の値そのものがゼロとなってしまう情報が伝わらないことになって予想されるが、このような状況は現実に観察されている。たとえば図9に $C_s=1 \mu\text{m}$ の場合(現実にはこのような小さな C_s を判定するときの誤差そのものが大きい)にディフォーカスを $\Delta f=0 \text{ nm}$ 前後で変かさせたときに得た位相コントラスト像を示す。このように $\Delta f=0$ の近傍はコントラストが消滅することがわかる。

CTF はコントラストを伝達するからこそ意味があるものであり、いたずらに分解能を情報限界近くまで上げててもコントラストそのものが消滅しては意味がない。したがって対物系の球面収差係数を制御できるようになったあとは逆空間に

おけるどの範囲の情報を用いて像を形成するかということも応用上、一つのポイントとなる。たとえば図8(c)には分解能を多少犠牲にしても 0.8 nm^{-1} 付近の情報がコントラストとして現れるようにディフォーカスを $\Delta f=3 \text{ nm}$ と設定した場合の CTF ならびに包絡関数との積(太線)を示す。このように対物レンズ系の球面収差係数の値を自由に選べるようになると分解能だけではなくコントラストそのものがディフォーカスの選択基準となってくる。また我々がスクリーン上に得るものは結局のところ高度に制御されたレンズ系を通して出てきた電子の干渉パターンであり、最終的には電子に対する試料内のポテンシャルそのものを位相の変化として得ることが必要である。そのためにはスルーフォーカス条件で得た一連の位相コントラストに基づき、試料直下の波面を再構築することが必要であり、今後、位相コントラスト方が進むべき一つの道であると考える。

文 献

- 1) 進藤大輔, 平賀狼二: 材料評価のための高分解能電子顕微鏡法, 共立出版(1996)
- 2) 坂 公恭: 結晶電子顕微鏡学, 内田老鶴圃(1997)
- 3) 田中通義, 寺内正巳, 津田健治: やさしい電子回折と初等結晶学, 共立出版(1997)
- 4) 進藤大輔, 及川哲夫: 材料評価のための分析電子顕微鏡法, 共立出版(1999)
- 5) 今野豊彦: 物質からの回折と結像, 共立出版(2003)
- 6) 宝野和博, 弘津禎彦(編著): 金属ナノ組織解析法, アグネ技術センター(2006)