

TEM 관련 이론해설 (6): 투과전자현미경의 고분해능 영상이론: 결맞음 (1)

이 학 주

한국표준과학연구원 물질량 표준연구부

Theory of High Resolution TEM Image Formation: Coherence (1)

Hwack Joo Lee

New Materials Evaluation Center, Korea Research Institute of Standards and
Science, 305-340, Daejeon, Korea

(Received September 5, 2005; Accepted September 20, 2005)

ABSTRACT

In this review, the important ideas of coherence theory are introduced. The transfer function and damping envelopes of the microscope due to temporal and spatial coherence are described. The passbands and the condition of Scherzer focus are also discussed in associated with the resolution of transmission electron microscope.

Key words : Coherence, Partial coherence, Resolution of TEM, Spatial coherence, Temporal coherence, Transfer function

제 1 절 서 론

파동 장(wave field)의 결맞음(coherence)은 간섭효과를 만들 수 있는 능력을 말한다. 전자현미경에서 고분해능 영상의 세세함은 결맞음 간섭에서 나온다. 이를 테면, 고 분해능 영상은 중앙 빔과 영상을 형성하는 시료에 의해 산란된 빔과의 간섭이다. 전자현미경의 분해능이 결맞게 조사된(illuminated) 길이보다 더 큰 길이의 전자적인 불안정성과 기계적인 불안정성의 인자에 의해 제약을 받는다면, 결맞음에 대한 문제는

중요하지 않다. 그러나 최신 전자현미경에는 이러한 불안정성은 아주 작게 제어될 수 있어 더 이상 제한 인자가 되지 못하며 파동광학 간섭현상이 전자현미경 영상의 미세구조를 제어한다.

광학의 결맞음 이론은 비록 광학에서 개발되었으나 많은 부분이 전자광학(electron optics)에서도 유용하며 기본적인 광학 결맞음이론(Fundamental optical coherence theorem) 즉, van Cittert-Zernike theorem은 전자에 대하여도 시험되었다(Burge et al., 1975). 광학에서는 광 소스에서 다른 원자의 진동으로부터 나오는 파동들은 결안맞는(incoherent) 파동으로 취급한다. 각각

본 연구는 과학기술부 NRL 연구사업에 의해 수행되었음.

* Correspondence should be addressed to Dr. Hwack Joo Lee, New Materials Evaluation Center, Korea Research Institute of Standards and Science, 305-340, Daejeon, Korea. Ph.: 042-868-5321, FAX: 042-868-5032, E-mail: hjlee@kriss.re.kr

의 원자진동에 대한 간섭패턴에서 전체 세기를 구하려면 모두 더하여야 한다. 유사하게, 전자현미경의 필라멘트로부터 발산되는 연이은 빠른 전자들의 파동장은 결맞음이다. Paul Dirac은 “각각의 전자는 단지 자기 자신하고만 간섭한다.”고 하였다. 앞서 설명한 TEM 영상형성이론은 이상화된 무한대의 wave train에 의해 조사된(illuminated) 시료에 대하여 개발된 것이다. 만약, 약간 다른 방향으로부터 도착되는 많은 전자들을 시편에 조사하는 데 사용되었다면, 각각의 빠른 전자에 의한 영상세기는 함께 더하여야 한다. 좀 더 자세한 수학적 도출이 이후 진행되며 이에 앞서 중요한 정성적인 몇 가지 개념들을 먼저 소개하고자 한다.

제 2 절 중요 개념들

1. 효과적인 소스

먼저 가장 중요한 개념으로 전자현미경에 대한 효과적인 소스를 정의할 필요가 있다. 그것은 조사조리개(illuminating aperture)와 일치하는 것으로 간주되는 2차 콘덴서 렌즈의 출구 동공(exit pupil)에 의존한다. 효과적인 소스는 조사조리개를 채우는 가상적인 전자 방출기이다. 수학적 정의는 Hopkins (1957)에 의해 주어졌다. 조리개 내의 각각의 점은 전자의 점 소스를 나타낸다. 발산되는 구면파는 시편에서 대략 평면파가 되고 이것이 후방초점면에 점으로 초점되어 진다(Fig. 1). 시료에서 각각의 전자는 입사하는 평면파의 방향

에 의해 구체화된다. 조사하는 조리개의 크기를 증가시키면, 이에 따라서 중앙 회절 빔의 크기도 증가한다. 조사조리개가 결맞게 채워지는 조건은 후에 논의된다.

2. 공간 결맞음 폭과 결맞음 길이

두 번째 중요개념으로 공간 결맞음 폭(spatial coherence width) 또는 측면(lateral or transverse) 결맞음 폭

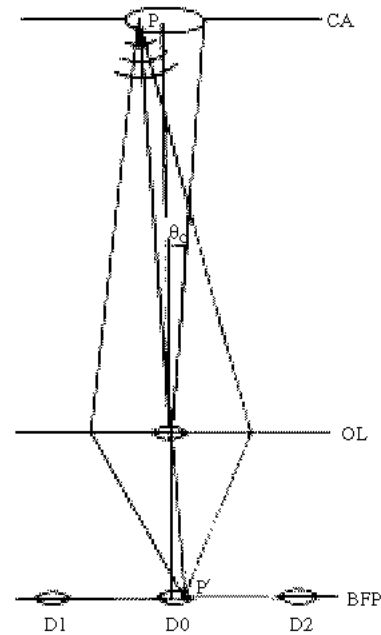


Fig. 1. Formation of the central unscattered diffraction spot in an electron microscope.

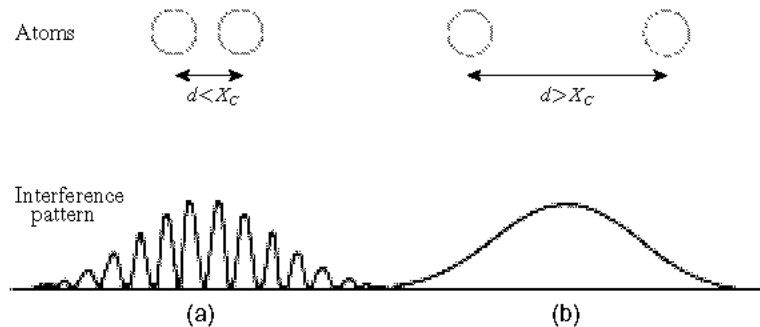


Fig. 2. The intensity of scattering recorded at a large distance from two atoms separated (a) less than X_c and (b) a distance much greater than X_c .

으로 알려진 개념이다. 그리고 결맞음 길이(Coherence length)는 시간(temporal) or 종방향(lon-gitudinal) 결맞음으로 사용된다. 결맞음 폭이라 함은 조사되는 방사선이 완벽한 결맞는 파동으로 취급할 수 있는 물체에 서의 거리, X_C 을 말한다. 이를 Fig. 2에 나타냈다. 따라서 이 거리 X_C 보다 작은 거리로 떨어져 있는 두 개의 원자로 구성된 시편으로부터 산란된 파동은 간섭을 일으키고 합해지는 것은 이 파동들의 복소수 진폭으로, 이 경우 코사인으로 변조된 원자 산란인자를 형성한다. X_C 보다 큰 거리로 떨어져 있는 원자들은 결안맞게 산란되고 합해지는 것은 이들의 세기이다. 중간 범위는 부분적인 결맞음(partial coherence) 이론으로 설명된다.

전자현미경의 정상적인 작동에서 결맞음 폭 X_C 와 조사조리개의 대각의 반각 θ_C (이를 beam divergence라 부른다)와 간단한 관계식이 성립한다. 이는 $X_C = \frac{\lambda}{2\pi\theta_C}$ 으로 주어진다. 그리고 아울러 대물렌즈의 pre-field도 반드시 고려되어야 한다.

3. 콘트라스트에의 영향

결맞음 폭과 beam divergence가 위상 콘트라스트 영상에 주는 효과는 다음 절에서 논한다. 이것은 가장 중요한 문제로 실험자는 특정한 실험에 가장 적합한 조리개를 선택해야 되기 때문이다. 강 위상물체(단지 굴절을 변화가 있는 물체), 즉 초박막 생물시편들은 결맞음 조사가 사용되지 않는 한, 고 분해능 사진은 거의 콘트라스트가 없다. 다른 극한으로 두꺼운 비정질 시편(즉, 두꺼운 생물시편)에서는 소스의 결맞음은 중요하지 않게 된다. 왜냐하면, 산란된 파간의 위상관계는 다중산란으로 정할 수 없기 때문이다. 거의 무작위로 분포된 일련의 원자들이 평면파의 결맞음에 대한 효과를 결정하는 어려운 문제에 대한 접근은 Sellar(1976)가 설명하였다. 중간 영역에서 적절한 두께를 가진 시료의 콘트라스트는 고 분해능에서는 간섭효과(phase contrast)이나 좀 더 큰 영상의 세세함(contrast)에 대하여는 결안맞음이다. 영상의 세세함의 두 범위사이의 구분은 근사적으로 결맞음 폭으로 구분한다. Fresnel 회절, 격자줄무늬 그리고 단원자 영상은 고 분

해능 위상콘트라스트 세세함의 3가지 예이다. 이 형태의 콘트라스트를 얻기 위해서는 X_C 가 관심의 가장 큰 세세함보다 더 커야 된다. X_C 보다 더 작은 시편의 세세함만이 위상콘트라스트를 만들게 되는 데, 이는 Scherzer 최적 초점 기술로 증대시킬 수 있으며, 이는 Fresnel 간섭에 의존되기 때문이다.

제 3 절 독립된 전자들과 계산된 영상 (computed images)

얇은 시편에 대한 빠른 전자의 탄성산란은 two-body 문제로 시료는 적합한 복소수 광학 포텐셜로 나타내고 그 해는 시료의 출구 면에서 빠른 전자(입사 파동 벡터 k_0)의 파동함수 $\psi_0(r_0, k_0)$ 가 얻어진다. 연이은 빠른 전자는 독립적인 것으로 가정하고 그들 사이의 반응(Boersch 효과) 등은 무시한다. 각각의 입사 전자에 따라 파동벡터와 방향을 배정한다. 같은 파동벡터를 갖는 2개의 전자는 다른 시간대에 시료에 도착하게 된다. 확장된 소스의 경우에 마지막 영상에서의 한점에서 세기 $I(r_i)$ 은 각각의 빠른 전자에 의한 영상의 세기를 합하므로 얻어진다. 따라서

$$I(r_i) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_i(r_i, \Delta f, K_0)|^2 F(K_0) dK_0 d\Delta f \quad (1)$$

가 구해지는 데, 여기서 r 과 K_0 는 2차원 벡터들이고 ($K_0 = ui + vj$)이고 $F(K_0)$ 는 전자 파동벡터의 정규화된(normalized) 분포를 나타낸다. 따라서 $F(K_0) dK_0$ 는 입사전자가 K_0 에서 $K_0 + dK_0$ 범위에서 i 와 j 성분을 갖는 파동벡터를 갖는 확률이다. 여기서 $k_2 = K_0 + wk$ 이고 $|k_2| = 1/\lambda_2$ 이고 i, j, k 는 직각을 이루는 단위벡터들이다. $B(\Delta f)$ 는 전자빔에 존재하는 에너지의 분포를 나타내고 대물렌즈 전류에서 동요에 의한 효과도 포함된다. 이 모든 효과들은 초점맞춤 Δf 에서 시간에 의존하는 변화로 나타낼 수 있다.

전자 biprism을 사용하여 실험적으로 나타낼 수 있는 좋은 근사로 채워진 최종 조사조리개는 완전히 전자의 결안맞는 소스로 취급할 수 있다. 따라서 식(1)을 사용하여 필라멘트 소스까지 각각의 전자를 추적할 필요가 있다. 실제적인 계산에 있어서는 초점된 조

사에서 방사선의 조사하는 원뿔(cone)은 균일하게 채워진 것으로 간주할 수 있는 데, 이는 $|K_0|_{\max} = |k| \sin \theta_c$ 를 갖는 $F(K_0)$ 에 대하여 top-hat 함수의 선택에 해당된다. $F(K_0)$ 의 정확한 프로파일은 중앙 회절 점을 가로지르는 densitometer 추적으로부터 측정할 수 있다. 현재 HREM에서 부분 결맞음 (partial coherence) 효과를 전산모사하고 이해하는 문제에는 다음의 세 가지 접근방법이 있다.

1. 영상은 식 (1)과 $|\psi_i(r_i, K)|^2$ 에 대한 다중산란의 결과로 정확하게 계산할 수가 있다. 이 방법은 근사를 만들지는 않으나 조사의 원뿔에서 각 성분 파동벡터 K_0 에 대하여 각각의 동력학적 계산을 요구한다. 격자 줄무늬에 대한 계산 결과는 O'Keefe and Sanders (1975), 그리고 한 개 빔 영상에 대해서는 Holmes et al. (1974)에 의하여 수행되었다.

2. 많은 동력학적 계산이 필요함을 피하기 위하여 작은 빔 발산에 대해 명백한 근사를 선택할 수가 있다. 이는 $\psi_i(r_i, K)$ 에 대한 한 개의 동력학적인 계산이 요구된다.

3. 작은 θ_c 의 가정에 더하여 결과가 곱한 형태의 전달함수로 얻기 위하여 약 위상물체 근사 법을 사용할 수 있게 된다.

다소 특이한 실험 조건하에서 조사조리개가 결맞게 채워질 수 있게 된다. 그러면 각각의 입사방향에 대한 그들의 세기 대신에 복소수 영상 진폭이 합쳐져야 한다. 이것은 HREM 연구에서 field-emission 전자소스를 사용할 때 일어난다. 이 경우에 대한 적합한 전달함수는 Humphreys and Spencer (1981)에 의해 유도되었고 이를 결안맞는 조사(illumination)의 경우와 비교하였다.

제 4 절 결맞음과 결안맞음 영상과 damping envelope

시편이 충분히 얇아서 전자 파동이 식 (2)와 같은 근사를 사용하면 자세한 영상모사를 이해하는 데 필요한 노력을 줄일 수 있고 또한 결맞음 콘트라스트에 미치는 영향을 간단히 이해할 수 있다. 즉, 파동은

$$\psi_0(r_0, K_0) = \psi_0(r_0, 0) e^{2\pi K_0 \cdot r_0} \quad (2)$$

으로 나타낼 수 있다. 이 근사는 강 위상물체와 약 위상물체에 모두 만족한다. 여기서 $\psi_0(r_0, 0)$ 는 수직으로 입사한 빔에 대한 시료의 출구에서의 파동이다. 또한 근사로 시료 내에서 산란의 방위존성을 무시하였다. 그것은 결정격자에 대한 Ewald구의 회전이다. Excitation error 효과를 무시하는 것은 만약 굴절율과 전파 효과가 분리가능하다면, 시료 내에서의 (호이젠스의 소파를 묘사하는) 프레넬회절 효과를 무시하는 것과 같다.

시편이 충분히 얇아서 식 (2)가 적용될 때에는 (두께 $t < 5\text{nm}$ 의 원자번호가 작은 비정질 시편), 두 가지 극한의 경우로 부분적인 결맞음과 결안맞는 조사의 경우를 고려한다. 현재는 색수차효과를 무시하고 $B(\Delta f) = \delta(\Delta f)$ 으로 취한다. 그러면, 영상형성에 대한 전달함수 식은

$$\psi_i(r_i, K_0) = \int \psi_0(r_0, K_0) \tilde{A}(r_i - r_0) dr_0 \quad (3)$$

이다. 여기서 A는 exit pupil 함수와 수차함수와 곱으로 나타내는 전자현미경의 transfer 함수이다. 식 (1)과 식 (2)를 사용하면, 식 (3)은

$$I(r_i) = \iint \psi_0(r_0, 0) \psi_0^*(r_0', 0) \tilde{A}(r_i - r_0) \tilde{A}^*(r_i - r_0') \gamma(r_0^* + r_0) dr_0 dr_0' \quad (4)$$

$$\text{여기서 } \gamma(r_0) = \int F(K_0) e^{-2\pi K_0 \cdot r_0} dK \quad (5)$$

이다. 정규화된 $\gamma(r_0)$ 는 complex degree of coherence로 알려졌고 이는 다음 절에서 설명한다.

결맞는 조사에서는 $F(K_0) = \delta(K_0)$ 이고 $\gamma(r_0) = 1$ 이 되며 식 (4)는

$$I(r_i) = \left| \int \psi_0(r_0, 0) \tilde{A}(r_i - r_0) dr_0 \right|^2 \quad (6)$$

으로 수직의 평면과 조사의 식 (3)으로 주어지는 영상 세기와 일치한다. 완전히 결안맞는 조사인 경우에는 $F(K_0) = \text{상수}$ 이고 $\gamma(r_0) = \delta(K_0)$ 으로 이는

$$I(r_i) = \int |\psi_0(r_0, 0)|^2 |\tilde{A}(r_i - r_0)|^2 dr_0 \quad (7)$$

을 얻는다. 순수한 위상물체로 초박막 생물시편에 대

한 모델을 사용하면, $\psi_0(r_0, 0) = e^{-i\sigma_0 \phi_0(r)}$ 으로 $\phi_0(r)$ 은 실수이다. 이 함수의 계수의 계급은 1이므로, 식(7)은 완전히 결안맞는 조사를 사용한 시편에서는 아무런 콘트라스트를 얻지 못한다는 것을 나타낸다. 실제로 사람들은 항상 부분적인으로 결맞는 조사를 취급한다. 왜냐하면, 완전한 결안맞는 영상시스템은 지경이 무한 크기의 조사조리개의 사용이 요구되기 때문이다. 간단히 이야기하면, 아주 작은 콘덴서 조리개를 사용하면, 광학에서 레이저를 사용한 것과 같고 큰 조리개는 텅스텐 램프를 사용한 경우와 같다.

얇은 시편의 콘트라스트는 조사의 결맞음 조건에 민감하게 의존한다. 이 효과를 이점으로 사용하는 아이디어는 Nagata et al. (1975)에 의하여 시도되었다. 얇은 비정질 탄소필름에서 혼란스러운 grainy 배경은 프레넬 간섭 때문이고 이는 필름상의 무거운 원자의 확인을 어렵게 한다. 이 프레넬 노이즈는 결안맞는 조사에서 사라진다. 원하는 것은 탄소필름이 지지된 무거운 원자 필름자체의 배경의 콘트라스트를 최대화 하기 위한 결맞음 정도를 찾는 것이다.

식(2)를 만족하는 시료에 대하여 전자현미경에서 정보의 전달은 coherent 조사에서는 복소수 진폭에서 선형적이고 결안맞는 조사에서 세기에 선형적이다.

이제 많은 전자현미경 연구자들이 실제로 많은 관심을 갖는 중간단계의 경우인 부분적으로 결맞는 (partial coherent) 경우를 고려해보자. 최근에 부분적으로 공간적이고 시간적인 결맞음 효과를 앞에서 언급한 전달함수의 작용을 많은 연구자들에 의하여 논의 되었다. 결안맞게 채워진 disc 형태의 효과적인 소스는 간략히 다음 절에서 논한다. 우리의 논의는 Frank (1973)와 Fejes (1977)의 연구에 많이 의존하는 데, 이는 효과적인 소스를 가로질러 세기의 가우시안 분포의 간단한 경우에 영상의 부분적인 결맞음 효과를 정성적으로 예측하게 한다. 작고 효과적인 소스 폭과 다른 빔에 비하여 한층 강한 중앙의 0차 회절 빔에 대하여 이 연구자들은 부분적인 coherence 효과와 전자적인 불안정성의 조합은 비점수차가 없는 경우, 전달함수는 식(8a)와 같은 형태를 가짐을 밝혔다.

$$A(K) = P(K) e^{i\chi(K)} e^{-\frac{\pi^2 \Delta^2 \lambda^2 K^4}{2}} \gamma \left(\frac{\sqrt{\chi}}{2\pi} \right)$$

$$= P(K) e^{i\chi(K)} e^{-\frac{\pi^2 \Delta^2 \lambda^2 K^4}{2}} e^{-\pi^2 u^2 g} \quad (8a)$$

앞서 논한 바와 같이 $\chi(K)$ 는

$$\chi(K) = \pi \Delta f \lambda K^2 + \frac{\pi C_s \lambda^3 K^4}{2} \quad (8b)$$

으로 K 는 벡터 $u\hat{i} + v\hat{j}$ 으로 $\sqrt{u^2 + v^2} = |K| = \frac{\theta}{\lambda}$ 이다. 그리고 Δ 는

$$\Delta = C_c Q = C_c \sqrt{\frac{\sigma^2(V_0)}{V_0^2} + \frac{4\sigma^2(I_0)}{I_0^2} + \frac{\sigma^2(E_0)}{E_0^2}} \quad (9)$$

이다. 여기서 $\sigma^2(V_0)$ 과 $\sigma^2(I_0)$ 는 각각 가속전압 V_0 와 대물렌즈 전류 I_0 의 통계적으로 독립적인 동요에서의 variance를 나타낸다. 고전압 동요의 RMS (root-mean-square)는 표준편차 $\sigma(V_0) = \sqrt{\sigma^2(V_0)}$ 와 같다. 필라멘트를 떠나는 전자의 에너지 분포를 나타내는 항이 세 번째로 첨가되어 있다. 필라멘트를 떠나는 전자의 에너지 분포의 FWHM (full width half maximum) 높이는 $\Delta E = 2.345\sigma(E_0) = 2.345\sqrt{\sigma^2(V_0)}$ 가 된다. 결안맞는 효과적인 전자소스에 대한 세기 (intensity)의 normalized 가우시안 분포는

$$F(K_0) = \left(\frac{1}{\pi u_0^2} \right) e^{-\frac{K_0^2}{u_0^2}}$$

형태를 갖는다. 만약 beam divergence를 이 분포가 최대 값의 절반으로 되는 각도의 절반 폭으로 이를 θ_c 라 하면, u_0 는 다음과 같이 정의된다.

$$\theta_c = \lambda u_0 \sqrt{\ln 2}$$

식(8)에서 양 q 는

$$q = (C_s \lambda^3 K^3)^2 + (\pi^2 \lambda^2 \Delta^4 K^6 - 2\pi^4 i \lambda^3 \Delta^2 K^3) \quad (10)$$

가 된다. 고 분해능 TEM 연구자에게는 식(8)에 대한 충분한 이해는 필수적이다. 왜냐하면, 이식은 시료 음직임만을 제외하고는 실제로 중요한 분해능 제한 인자들에 대하여 표현해 주고 있기 때문이다. 이 인자들의 상대적인 중요성은 다음 절에서 언급된다. 현재로는 식(8)에서 다음과 같은 특성을 알 수 있다.

1. 이식을 얻는 데 중요한 가정은 강한 zero-order

회절 빔을 얻는 조건이다. 이 조건은 얇은 시료에서와 강한 Pendellusung을 보이는 결정의 헤기모양의 더 두꺼운 부분 모두에 만족된다.

2. 식(10)에서 마지막 괄호 항은 유한 크기의 입사 빔 divergence angle θ_c (부분적인 공간 coherence)의 효과와 non-chromatic 전자빔 (부분적인 temporal coherence, $\Delta \neq 0$)의 사용결과와의 연립(coupling)을 나타낸다. 이 연립 항의 크기는 Wade and Frank(1977)가 자세히 설명하였는데, 이들은 고 분해능 조건에서(즉, 100 kV에서 $\theta_c < 0.001$ rad, $\Delta < 20$ nm), 이 항은 무시할 수 있음을 밝혔다. 그러면, 식(8)은 3가지 곱의 인자로 나타나는 데, 각각은 고차 공간주파수를 약화시킴으로써 분해능을 제한시킨다. 첫 번째 항 $P(K)$ 는 대물렌즈 조리개에 의한 회절한계를 나타낸다. 3번째 항은 가우시안 약화보다 심하게 damping envelope을 나타내는 데, 그 폭은

$$u_o(\Delta) = \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda\Delta}} \quad (11)$$

으로 대물렌즈 조리개를 제거하여도 항상 존재한다. 이 분해능 한계 $d \approx \frac{1}{u(\Delta)}$ 는 사용된 조사조건과 무관하고 대물렌즈의 불안정성, 고전압 공급의 불안정성 그리고 전자 에너지의 열적인 분산에 의존한다. 식(8)의 마지막 항은 분명히 조사 반각 θ_c , 초점 Δf , 구면수차 상수 C_s , 그리고 파장, λ 에 복잡한 의존성을 나타낸다. 그러나 그의 거동은 비교적 간단하게 해석할 수 있다. 왜냐하면, $\gamma\left(\frac{\sqrt{\chi}}{2\pi}\right)$ 는 수차함수 $\chi(K)$ 의 국부적인 기울기와 같은 함수의 편각(진폭)으로 구한 소스 세기분포의 바로 Fourier 변환이기 때문이다. 가우시안 소스에서는 $\gamma(K)$ 또한 가우시안이고 소스 폭에 반비례하는 폭을 갖는다. 따라서 $\gamma\left(\frac{\sqrt{\chi}}{2\pi}\right)$ 값은 $\chi(K)$ 의 기울기가 작은 이웃에서는 모든 공간 주파수는 큰 콘트라스트를 갖고 현미경에서 잘 투과된다.

$\chi(K)$ 의 기울기가 작은 확장된 영역을 passband 또는 콘트라스트 전달간격이라 하며 이를 Fig. 3에 나타냈다. 이들은 많은 초점맞춤에서 찾을 수 있는 데, 이는

$$\Delta f_n = \sqrt{\frac{C_s \lambda (8n+3)}{2}} \quad (12)$$

으로 주어진다. 이 결과는 다음과 같이 얻을 수 있다. 미분에 의하여, "stationary phase" 초점 $\Delta f_o = -C_s \lambda^2 K_1^2$ 에 해당되는 K_1 에서 $\chi(K)$ 의 기울기가 0이 됨은 쉽게 보여줄 수 있다. 제한된 공간 coherence의 damping 효과를 최소화하기 위하여 K_1 이 passband 중앙에 놓이도록 한다. 그러나 때때로 조건으로 좋은 위상 콘트라스트에 대한 $\chi = \frac{n\pi}{2}$, $n = -1, -5, -9, -13$ 등이 요구된다. 그러면 산란 위상이동 $e^{-\frac{i\pi}{2}} = -1$ 과 렌즈 위상이동 $e^{-\frac{i\pi}{2}}$ 모두는 같은 부호를 갖는다. 이는 높은 포텐셜의 영역에서 검게 나타나는 큰 콘트라스트 영상을 얻게 된다. 따라서 여분의 조건은

$$\chi(\Delta f_o) = -\frac{\pi}{2}(1, 5, 9, 13, \dots)$$

으로 이는 패스밴드의 중심에 대하여 $\sin\chi$ 에서 단지음의 최대 값을 선택하기 위한 것이다. 그러나 Fig. 3(b)의 passband 내에 잠긴 부분에서 보이는 바와 같이 $\sin\chi(K_1)$ 값이 약하게 감소한다면, 패스밴드는 더 넓게 만들 수 있다. 이는 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\chi(\Delta f_o) = -\frac{\pi}{2}\left(\frac{8n+3}{2}\right) = -\frac{\pi C_s \lambda^3 K^4}{2}$$

이것을 K 에 대하여 풀고 이 값을 stationary phase focus에서 K_1 으로 사용하면, 식(12)가 주어진다. 이 절차는 $\chi(K)$ 의 기울기가 0이 되는 것과 패스밴드 중심부에 $\sin\chi = -1$ 의 모두를 보장한다. Zero-order passband ($n = 0$)은 보통 "Scherzer focus"로 알려져 있고 이는 물체구조의 향으로 곧바른 해석이 요구되는 결함이나 한 개의 분자에 대한 영상의 최적 초점 선택이다. 이 패스밴드에 관한 예가 Fig. 3에 나타냈다. n 이 증가하면, 패스밴드는 더 높은 공간주파수를 향하여 밖으로 움직이는 것이 보이고 n 과 C_s 가 증가할수록 더 좁아진다. 일단 $\chi(K)$ 의 기울기가 패스밴드를 넘어 어떤 값을 초과하면, 모든 공간주파수는 약화되고 이 약화는 확장된 결안맞는 소스로부터 시편에 조사

하는 조사의 원리를 사용하는 주요 결과이다. 즉, 식 (12)에서 $n = 0, 1, 2, 3$ 초점 값에서 여러 영상을 모은 후에 컴퓨터로 처리하여 각각의 영상으로부터 패스밴드 내에 잘 투과된 공간주파수만을 사용한 합성영상을 만들 수 있다. 이 아이디어가 많은 영상처리 절차의 기본이다. 그러나 이 패스밴드는 전자들의 불안정성[식(11)]에 의해 설정된 분해능 한계를 넘어서는 쪽으로 움직여 갈 수 없다. Fig. 3은 $C_s = 2.2 \text{ mm}$, $\Delta = 120\text{\AA}$, $\theta_c = 0.9 \text{ mrad}$, 작동전압 100 kV에서 도출된 전달함수이다. 좋은 근사로 설정된 함수는 식(10)에서 2번째 가로 친 항을 0으로 놓고 $\sin\chi(|K|)$ 으로 곱하여진 식(8)의 끝의 두 항을 취할 수 있다.

따라서 전자현미경에는 2개의 분해능이 있다. 첫 번째는 기기의 점 분해능으로 부르는 것으로 Scherzer focus[식(12)에서 $n = 0$]에서 전달함수의 첫 번째 zero crossing으로 잡을 수 있다. 이것은 결함과 다른 비주기 시료의 분석에서 기기의 유용한 분해능이다. 고전압기기에서는 안정성-분해 한계[식(11)]은 Scherzer

cut-off보다 더 낮은 공간주파수에서 일어날 수도 있다. 이 경우에 식(11)은 기기의 점 분해능을 결정한다.

두 번째 기기의 분해능은 information 분해능이다. 그것은 전자의 불안정성을 나타내는 것으로 식(11)로 주어진다. 최근의 100 kV 기기에서는 이 분해능 한계는 점 분해능을 초과하는 데, 후자는 주로 구면수차로 제한된다. 이 정보 분해능 한계는 전자 노이즈 제외할 영상처리 방법으로 영상에서 얻을 수 있는 가장 분해능이 좋은 자세함을 나타내고 Frank의 Young's fringe diffractogram으로 측정하거나, 정대축의 운동학적 조건하에서 기록이 가능한 완전결정으로부터 세밀한 3개 빔 격자줄무늬를 찾음으로 측정할 수 있다. 만약 브래그 회절사이에 diffuse 산란이 없다면, 식(11)의 패스밴드의 하나로 관심의 브래그 회절을 가로질러 놓을 수 있는 초점 맞춤을 발견할 수 있다. 그와 같은 영상에서는 결함과 비주기 자세함을 간단히 해석할 수 없게 된다.

감사의 글

본 연구는 과학기술부 NRL 연구사업에 의해 수행되었음을 알립니다.

참고 문헌

Burge RE, Dainty JC, Thom J: The spatial coherence of electron beams. in Proc EMAG 1975, Bristol (ed. J. Venables) p. 221. Academic Press, London, 1975.

Fejes PL: Approximations for the calculation of high resolution electron microscope images of thin films. Acta Crystallogr A33 : 109, 1977.

Frank J: The envelope of electron microscope transfer functions for partially coherent illumination. Optik 38 : 519, 1973.

Holmes SM, Cockayne DJH, Ray ILF: Coherence of field emission electron beam. In Proc 8th Int Congr Electron Microsc, Canberra, p. 290, 1974.

Hopkins HH: Application of coherence theory in microscopy and interferometry. J Opt Soc Am 47 : 508, 1957.

Humphreys CJ, Spence JCH: Resolution and illumination

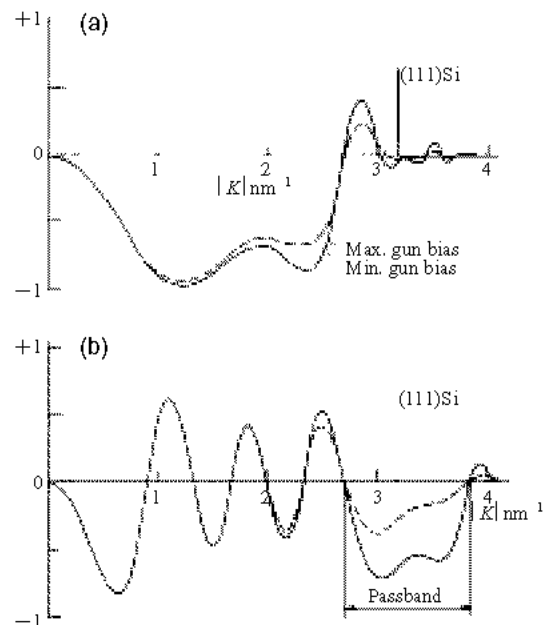


Fig. 3. Transfer function for 100 kV EM with $C_s = 2.2 \text{ mm}$, beam divergence $\theta_c = 0.9 \text{ mrad}$. (a) $n = 0$ (Scherzer focus, $\Delta f = -110.4 \text{ nm}$) and (b) $n = 3$ ($\Delta f = -331.5 \text{ nm}$).

- coherence in electron microscopy. *Optik* 58 : 125, 1981.
- Nagata F, Matsuda T, Komoda T: High resolution electron microscopy by an incoherent illumination method. *Japan J Appl Phys* 14 : 1815, 1975.
- O'Keefe MA, Sanders JV: n beam lattice images. VI. Degradation of image resolution by a combination of incident beam divergence and spatial aberration. *Acta Crystallogr A* 31 : 307, 1975.
- Wade RH, Frank J: Electron microscope transfer functions for partially coherent axial illumination. *Optik* 49 : 81,

1977.

<국문초록>

고분해능 TEM 영상 이론의 결맞음 조사에서의 결맞음에 관한 개념을 소개하였다. 현미경에서 부분 결맞음 파동으로 인한 transfer function과 envelope의 발생을 설명하고 현미경의 분해능과 관련된 passband와 Scherzer 초점 조건을 소개하였다.