

# 정밀 스캐너를 이용한 간섭 현미경의 가로방향 분해능 향상

박성림\*, 박도민\*, 류재욱\*, 권대갑\*\*

## Improved Lateral Resolution of Interferometric Microscope Using Precision Scanner

Sunglim. Park\*, Domin. Park\*, Jaewook. Ryu\*, DaeGab. Gweon\*\*

### ABSTRACT

An interferometric microscope with an improved lateral resolution is presented. The nanometer resolution XY stage is integrated into standard temporal phase shifting interferometer. The nanometer resolution XY stage is used to position specimen in subpixel of CCD detector, therefore CCD detector's sampling is improved. Two scanning algorithms and those simulation results are also presented. The simulation results show that scanning algorithms improve CCD detector's sampling significantly, and interferometric microscope's lateral resolution is improved also.

**Key Words** : Interferometric Microscope(간섭 현미경), Phase Shift Interferometry(위상전이 간섭계), Nanometer Resolution(나노미터 분해능)

### 1. 서론

최근 나노미터 크기(nanometer scale)의 표면 형상을 갖는 제품의 필요성이 증가하면서 이러한 제품을 만들기 위해 많은 노력들이 집중되고 있다. 이러한 제품을 만들기 위하여 선행되어야 할 것이 이를 검사할 수 있는 장비의 개발이다. 이러한 검사장비는 표면의 3차원 형상을 파악해야 하므로 현미경(microscope)이라고도 하는데 2가지로 분류할 수 있다. 접촉식 방법과 비접촉식 방법으로 나눌 수 있다. 접촉식 방법은 고전적인 촉침식(stylus) 방법이며 비교적 분해능이 낮고 제품을 파손시킬 수 있는 단점을 가지고 있다.<sup>(1,3)</sup> 비접촉식 방법은 크게 3가지로 나눌 수 있는데 빛의 간섭을 이용하는 광학식 간섭 현미

경(Optical Interferometric Microscope)과 표면과 팁 사이에 일정한 간격을 유지하며 표면을 따라가며 측정하는 스캐닝 프루브 현미경(Scanning Probe Microscope; 이하 SPM), 방사전자 양에 비례하는 전류를 이용한 주사형 전자 현미경(Scanning Electron Microscope; 이하 SEM)이 있다.<sup>(2,3)</sup> SPM은 속도가 느리고 SEM은 2차원 정보밖에 주지 못한다. 또한 이들 장비는 고가이다. 반면에 광학식 간섭 방법은 3차원으로 빠른 시간에 측정할 수 있고 영상처리가 가능하다는 장점이 있다. 광학식 간섭 방법의 통상적인 분해능은 수직방향은 빛의 파장을 이용하기에 1 μm 정도인데 반하여 가로방향은 1.0 μm 수준을 보여주고 있다.<sup>(2,3,4)</sup> 여기서 가로 방향 분해능이 낮은 이유는 가로방향 분해능은 현미경의 배율

\* 한국과학기술원 기계공학과 대학원  
\*\* 한국과학기술원 기계공학과

과 일치하기 때문이다. 현미경의 배율은 회절에 의한 한계 때문에 무한히 높게 할 수 없다. 따라서 가로방향 분해능은 한계를 갖게 되는 것이다. 또한 유한한 크기의 검출기(Charge Coupled Device; 이하 CCD)로 빛의 강도를 얻는데서 기인하는 것으로 볼 수 있다. SPM의 경우 광학식 간섭 현미경 보다 가로방향 분해능이 우수한데 이는 SPM이 정밀 스캐너(scanner)를 가지고 있기 때문이다. 본 논문에서는 이러한 스캐닝 개념을 광학식 간섭 현미경에 이용하여 CCD의 검출오차를 감소시켜 전체 광학식 간섭 현미경의 가로방향 분해능을 향상시키고자 한다. 정밀 스캐너는 일체형의 유연힌지기구(monolithic flexure hinge mechanism)로 설계되어 백래쉬나 히스테리시스가 없으며 X, Y방향으로 커플되지 않도록 설계되고 또한 대칭형으로 만들어 parasitic motion이 일어나지 않고 열적보상이 되게 만든기구이다. 여기에 응답특성과 분해능이 좋고 큰 힘을 낼 수 있는 압전구동기(PZT)를 사용하므로 나노미터 분해능(nanometer resolution)을 갖는 스캐너의 설계가 가능하게 되었다.<sup>6)</sup> 본 연구에서는 통상적인 위상전이 간섭계의 원리를 설명하고 여기에 나노미터 분해능 스캐너를 삽입하여 시편을 움직여 준다. 정밀 스캐너를 움직여 CCD의 검출 오차를 감소시키는 알고리즘들을 제안하고 이를 통하여 시스템의 가로방향 분해능이 향상됨을 시뮬레이션을 통하여 보였다.

## 2. 시간 위상전이 간섭계(Temporal Phase Shifting Interferometry)

시간 위상전이 간섭계(Temporal Phase Shifting Interferometry; 이하 TPSI)는 시간의 흐름에 따라 연속적으로 얻어진 간섭무늬(Interferogram)를 해석하여 표면을 복구하는 방법이다. 간섭무늬를 얻는 방법을 간단한 Twyman-Green 간섭계를 사용하여 Fig. 1에 설명하였다. 간섭무늬로부터 표면의 정보를 복구하기 위하여 3개 이상의 간섭무늬가 필요한데 이는 표준거울면을 압전 구동기로 움직여 기준위상을 3번 이상 바꾸어 주면서 얻게 된다. TPSI는 얻어진 여러개의 간섭무늬의 각각 같은 화소로부터 공간좌표의 위상을 복구하기 때문에 파두면의 공간변화에 의한 오차가 없다. 그리고 바이어스(bias)나 이득(gain) 오차는 CCD와 전기회로의 드리프트(drift)에 의해 있긴 하지만 매우 작은 편이다. TPSI는 정적인 파두면(static wave front)에 대하여 공간 분해

능이 가장 높고 정확한 결과를 보여주기 때문에 현대 간섭계의 대부분을 차지하며 기초를 이루고 있다. TPSI로 표면을 복구하는 과정은 다음과 같다.<sup>(6,7)</sup>

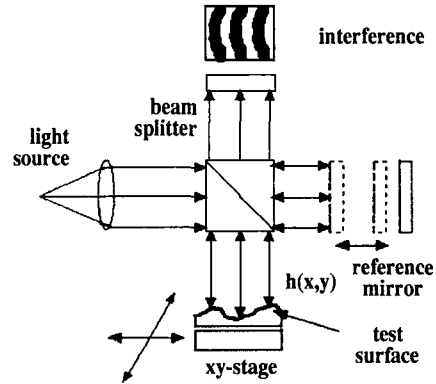


Fig. 1 Twyman-Green Interferometry Light is collimated and split into two beams. One is reflected by test surface and the other by reference mirror. Reflected beams are interfered at beam splitter. Interference is detected by CCD. Reference mirror is driven by piezoelectric actuator. Test surface profile is  $h(x,y)$ .

기준 거울면에서 반사되어 들어오는 파면의 방정식

$$W_r(x,y) = A(x,y)\exp[j(2kl - \delta_j)] \quad (1)$$

시편에서 반사되어 들어오는 파면의 방정식

$$W_t(x,y) = B(x,y)\exp[2jk(l - h(x,y))] \quad (2)$$

CCD에서 검출되는 간섭무늬의 강도 방정식

$$\begin{aligned} I(x,y) &= [W_r(x,y) + W_t(x,y)][W_r(x,y) + W_t(x,y)]^* \quad (3) \\ &= A^2(x,y) + B^2(x,y) + 2A(x,y)B(x,y)\cos[2kh(x,y) - \delta_j] \\ &= D(x,y)\{1 + \gamma(x,y)\cos[\phi(x,y) - \delta_j]\} \end{aligned}$$

여기서, A, B 는 파의 크기(wave amplitude)이고 k 는  $(k = 2\pi/\lambda)$  파수(wave number), l은 파의 경로길이(wave path length), D(x,y)는 평균 강도(mean intensity),  $\gamma(x,y)$ 는 가시도(visibility),  $\phi(x,y)$  는 위상차(phase difference), h(x,y)는 시편의 표면 높이(specimen's height),  $\delta_j$ 는 기준위상전이량(reference phase shift)이다. 위의 강도방정식에서 D(x,y),  $\gamma$

(x,y),  $\varphi(x,y)$  의 3개의 미지수를 가지고 있다. 따라서 우리는 3개이상의 식을 가져야 위의 미지수를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 얻는 방법은 알고있는 양만큼식 기준위상을 변화시키며 강도를 얻는 것이다. 일반적으로 식(4)와 같이 위상을 변화시키며 우리가 구하고자 하는 위상  $\varphi(x,y)$ 를 식(5)에서 얻는다.

$$\delta_j = \frac{2\pi}{N}(j-1) \quad j=1, \dots, N \quad (4)$$

$$\varphi(x,y) = \tan^{-1} \frac{\sum_{j=1}^N I_j \sin \delta_j}{\sum_{j=1}^N I_j \cos \delta_j} \quad j=1, \dots, N \quad (5)$$

(5)식에서 얻어진  $\varphi(x,y)$ 는  $\tan^{-1}$ 를 통하여 얻어지므로  $-\pi$ 에서  $+\pi$ 까지의 위상만을 가지게 된다. 따라서 실제의 표면 정보  $h(x,y)$ 를 얻기 위해서는 앞에서 얻어진  $-\pi$ 에서  $+\pi$ 사이의 값들을 인접한 두점과 비교하며  $2\pi$ 를 더해 주거나 빼주거나 아니면 그대로 두던지하여 퍼주어야 한다. 이러한 과정을 페이즈 언래핑(phase unwrapping)이라고 한다. 페이즈 언래핑이 끝나면

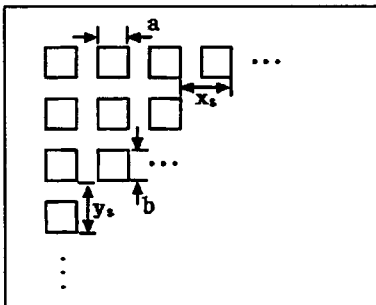
$$h(x,y) = \frac{\lambda\varphi(x,y)}{4\pi} \quad (6)$$

(6)식을 통하여 복구된 표면을 얻게 된다.

### 3. 스캐닝 알고리즘

#### 3.1 CCD의 모델링

CCD(charge coupled device)는 빛의 강도를 전하량으로 바꾸어주는 장치이며 각 화소당 값을 주므로 컴퓨터



a, b : pixel dimensions,  $x_s, y_s$  : pixel spacing  
Fig. 2 CCD Sensor Geometry

로 영상처리를 가능하게 하였다. 따라서 오늘날 머신비전 분야와 광측정 분야에 비약적인 발전이 가능하게 되었다. CCD를 수학적으로 모델링하여 보면 아래와 같다.<sup>(8)</sup>

CCD의 한 화소에서 얻어지는 강도는 아래와 같다.

$$\hat{I}(mx_s, ny_s) = \iint_{-\infty}^{\infty} I_i(x,y) \text{rect}\left(\frac{\alpha - mx_s}{a}, \frac{\beta - ny_s}{b}\right) d\alpha d\beta \quad (7)$$

여기서  $\alpha, \beta$ 는 적분 변수, m, n은 각 화소를 나타내는 정수, 첨자 i 는 기준 위상의 전이(reference phase shift)를 나타내고,  $I_i(x,y)$ 는 실제 강도이다.

CCD의 전체 화소에 대하여 표현하면 아래와 같다.

$$I_i^s(x,y) = [I_i(x,y) ** \text{rect}\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b}\right)] \text{comb}\left(\frac{x}{x_s}, \frac{y}{y_s}\right) \quad (8)$$

여기서 \*\*는 2차원 convolution을 나타낸다.

위식을 주파수-공간 영역에서 표현하면 아래와 같다.

$$\tilde{I}_i^s(\xi,\eta) = [\tilde{I}_i(\xi,\eta) \text{sinc}(a\xi, b\eta)] ** \text{comb}(x_s\xi, y_s\eta) \quad (9)$$

여기서  $\xi, \eta$ 는 공간 주파수좌표(spatial frequency coordinates),  $\sim$ 는 Fourier변환을 나타낸다. 위식에서

$$\text{sinc}(\alpha, \beta) = \frac{\sin(\pi\alpha)}{\pi\alpha} \frac{\sin(\pi\beta)}{\pi\beta} \quad (10)$$

로서 이는 원래의 강도를 각 화소의 영역에 대하여 평균하는 역할을 한다. 따라서 Low-pass-filter 역할을 하며 이를 Pixel MTF라 한다.

원래의 강도와 가능한 가깝게 강도를 얻기 위하여 식(9)에서 살펴보면 강도를 평균하는 폭 a, b와 강도를 샘플링하는 간격  $x_s, y_s$ 를 작게 해주어야 한다. 하지만 a, b,  $x_s, y_s$ 는 CCD의 기하학적인 변수이므로 바꿀 수 없다. 하지만 스캐닝할 경우 소프트웨어적으로 이들을 줄일 수 있다. 다음에 스캐닝을 통하여 이들을 줄이는 방법을 소개한다.

#### 3.2 Pixel Averaged Scanning Algorithm

식(8), (9)를 살펴보면  $x_s, y_s$ 는 샘플링 주파수와 관련이 있다. 만약 샘플링 주파수를 높여준다면 즉,  $x_s, y_s$ 를 작게한다면 보다 정확한 강도값을 얻을 수 있다. 화소평균스캐닝 알고리즘(pixel averaged scanning algo-

rithm)은  $x_s, y_s$ 를 스캐닝을 통하여 소프트웨어적으로 작게 해줌으로서 실제의 주파수와 가까운 주파수값을 얻는 것이다. PASA를 실현하기 위하여 CCD의 화소간격  $x_s, y_s$ 보다 작은 양만큼 화소를 이동시켜주면서 강도를 얻는다. 본연구에서는 시편을 PZT를 이용한 정밀스캐너로 이동시키므로서 가능했다. 이때 정밀스캐너를 움직이는 양은 시스템의 배율에 의하여 결정되어진다. 즉, 시편이 시스템의 배율에 의해 확대되어 CCD에 결상하게 되는데 CCD의 화소간격에 대응되는 시편의 크기에 해당하는 양을 몇 스텝으로 나누어 움직이면 된다. Fig. 5를 살펴보면 PASA는 기존의 방법에서 빠진 중간의 값들을 찾아주게 됨을 알 수 있다. PASA는 급한 경사에 의하여 생기는 페이지래핑(phase wrapping)을 해결하는데 아주 효과적인 방법이다.(Fig. 18) 하지만 Pixel MTF에 해당하는 마스크(CCD의 화소의 크기에 의해결정됨: a, b)로 평균하면서 얻는 값이 되므로 크기(amplitude)성분은 정확히 복구하지 못한다.

### 3.3 Subpixel Averaged Scanning Algorithm

식(9)에서 CCD의 화소크기 a, b를 포함하는 함수는 식(10)에서 Pixel MTF로 불리는데 이는 실제강도를 해당하는 영역만큼 평균하는 효과를 가진다. 따라서 a, b를 줄여주면 실제강도의 크기(amplitude)성분을 더욱 정확히 얻게 된다. SASA는 하드웨어적인 양인 CCD의 화소의 크기 a, b를 스캐닝을 통하여 소프트웨어적으로 작게

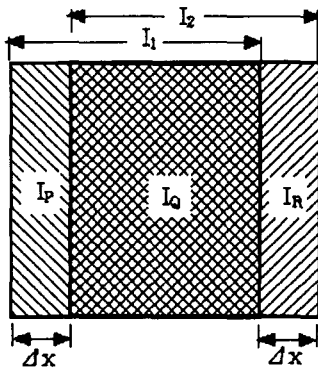


Fig. 3 A pixel of CCD is divided in software by scanning.  $I_1$  and  $I_2$  are undivided pixel intensities per area and  $I_p, I_q$  and  $I_r$  are divided intensities per area.  $\Delta x$  is scanned displacement.  $A_1, A_2$  are areas for  $I_1, I_2$  and  $A_p, A_q, A_r, A_{\Delta x}$  for  $I_p, I_q, I_r, I_{\Delta x}$ .

만들어 실제 강도의 크기성분을 보다 정확히 얻는 방법이다. 요구되는 스캐닝은 PASA와 비슷한데 CCD의 한 화소에 해당하는 크기를 정밀스캐너를 이용하여 여러번 분할하여 움직여주는 것이다. 소프트웨어적으로 a, b를 줄이는 방법은 아래와 같다.

화소 1과 2에 들어오는 강도는 나누어진 영역에서 들어오는 강도의 합과 같으므로

$$I_1 * A_1 = I_p * A_p + I_q * A_q \tag{11}$$

$$I_2 * A_2 = I_q * A_q + I_r * A_r \tag{12}$$

이다. 나누어진 화소의 면적 사이의 관계는

$$A_p = A_r = A_{\Delta x} \tag{13}$$

$$A = A_p + A_q = A_q + A_r = A_1 = A_2 \tag{14}$$

이다. 식(11) ~ 식(14)로부터 분할된 영역의 강도를 구할 수 있다.

$$I_r = I_p + (I_2 - I_1) * \left(\frac{A}{A_{\Delta x}}\right) \tag{15}$$

식(15)에서  $I_r$ 의 값을 알기 위하여  $I_1, I_2$ 의 값과  $I_p$ 의 값을 알아야 한다.  $I_1$ 과  $I_2$ 는 스캔하며 CCD로 얻는 값이다. 그러나  $I_p$ 는 모르는 값이다. 결국 이값은 초기에 한 화소에 해당하는 만큼을 알고 있어야 한다. 그 이후는 계속 값을 알게 되므로 순차적으로 모든 화소의 분할된 값들을 알아 낼 수 있다. X, Y방향으로 스캐닝을 하게되면 한 행과 한 열의 강도정보를 알고 있어야 한다. 이러한 조건은 다른 부분에 비하여 평평한 면이 있는 경우에 가능한데 CD(Compact Disk)나 반도체 선폭의 측정의 경우 그러한 조건을 제공한다. 이 방법은 식(9)에서 a, b,  $x_s, y_s$  모두를 작게 만들어 주어 표면의 주파수와 크기성분을 보다 정확히 얻게 됨을 Fig. 6를 통해서 확인할 수 있다. 시편의 공간주파수가  $x_s$ 의 대역폭(band width)을 가질 때 Whittaker-Shannon Sampling Theorem에 의해 샘플링 간격(스캐닝 이동거리)을

$$\Delta x \leq \frac{1}{2x_b} \tag{16}$$

되게 잡아주면 시편의 공간 주파수를 그대로 복구할 수 있다.<sup>(9)</sup>

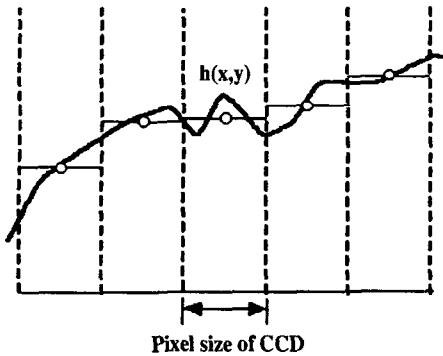


Fig. 4 Intensity taken by Old method( unscanned algorithm). Intensity is averaged by CCD's pixel.

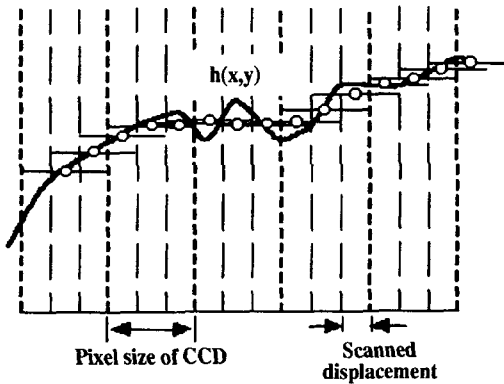


Fig. 5 Intensity taken by PASA. Intensity is averaged by CCD's pixel, but it's frequency is retrieved more correctly.

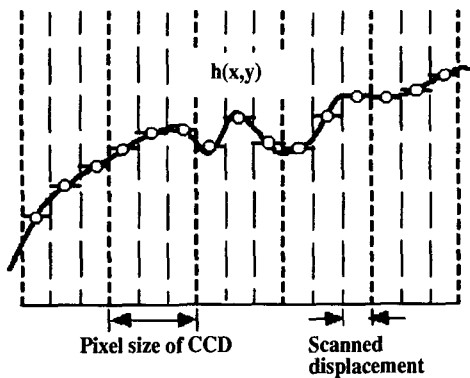


Fig. 6 Intensity taken by SASA. Intensity is retrieved more correctly with it's amplitude as well as it's frequency.

#### 4. 시뮬레이션

시간 위상 전이 간섭계(Temporal Phase Shift Interferometry)를 사용하였고 4 bucket 알고리즘을 사용하여 표면을 복구하였다. 사용한 CCD의 구조는 Fig. 2에서  $a = x_s = b = y_s = 10 \mu\text{m}$  이다. Fig. 7은 광학계에 의하여 확대된 시편의 모양을 애러가 없는 검출기로 측정된 모습이다. 기준 위상을  $90^\circ$ 씩 바꾸어주며 검출기의 애러없이 얻은 간섭무늬는 Fig. 8 ~ Fig. 11과 같다. 간섭무늬의 줄이 평행하게 보이는 것은 기준거울면이 한쪽으로 기울어졌 있기 때문이다. 간섭무늬를 자세히 보면 큰 간섭무늬 줄 사이로 표면의 높이 정보에 의하여 간섭무늬가 형성되어 있음을 볼 수 있다. 또한 기준위상을 변화시키면 간섭무늬가 오른쪽에서 왼쪽으로  $1/4$ 파장씩 이동됨을 볼 수 있다. 간섭무늬 속에는 표면의 정보가 들어 있으므로 4 bucket등과 같은 표면을 복구하는 식을 거치면 시편의 표면을 복구하게 된다. 따라서, 간섭무늬의 샘플링이 곧 표면복구의 정확성과 연결된다. 각 알고리즘을 사용하여 CCD로 얻은 첫번째 간섭무늬를 Fig. 12 ~ Fig. 14에 나타내었다. 기준알고리즘은 CCD의 화소에 해당하는 영역만큼 평균하는 것을 보여주며 PASA는 주파수는 따라가지만 크기가 변형된 모습을 보여주며 SASA는 주파수와 크기가 정확히 복구됨을 보여주고 있다. 각 알고리즘으로 표면을 복구한 결과는 Fig. 15 ~ Fig. 17 과 같다. 복구된 표면의 모양을 보면 앞서 간섭무늬에서 예상했던 결과가 그대로 나타남을 알 수 있다. Fig. 18은 시편상의 한 줄을 비교하여 나타낸 것이다. Fig. 18을 보면 스캐닝 알고리즘은 시편의 공간 주파수를 그대로 따라감을 볼 수 있다. 하지만 스캐닝을 하지 않는 기존의 알고리즘은 페이즈래핑(phase wrapping)이 일어나는 등 전혀 엉터리의 결과를 보여준다. PASA는 시편의 주파수를 정확히 따라가기는 하지만 모양은 정확히 복구하지 못함을 확인할 수 있다. 이는 앞에서 예상되었듯이 Pixel MTF함수에 의해 크기가 변형되었기 때문이다. 반면에 SASA는 시편의 주파수를 정확히 따라갈 뿐만 아니라 크기까지도 정확히 따라감을 볼 수 있다. 이는 앞에서 예상되었듯이 Pixel MTF함수의 a, b 값이 바뀌었기 때문이다. 따라서 이론적으로 스캐닝을 통한 가로 방향 분해능은 스캐닝의 간격에 달려있다고 볼 수 있다. 하지만 이러한 가로방향 분해능의 향상은 회절한계 범위 내의 값으로 제한된다.

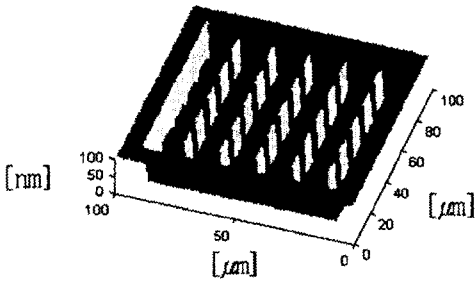


Fig. 7 Test surface model which has been magnified by optical system and detected with no error.

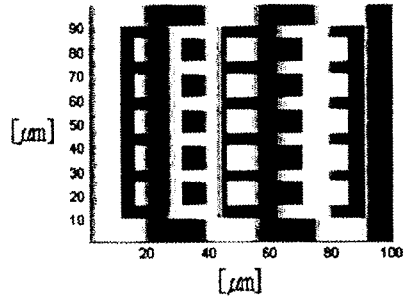


Fig. 11 4th real interferogram

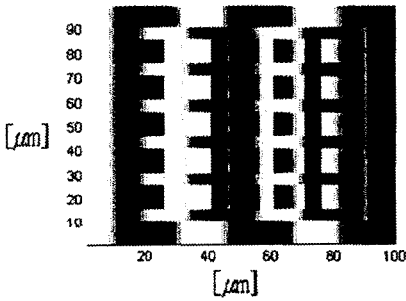


Fig. 8 1st real interferogram

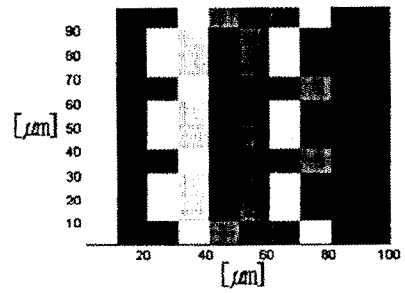


Fig. 12 1st interferogram by old algorithm (unscanned)

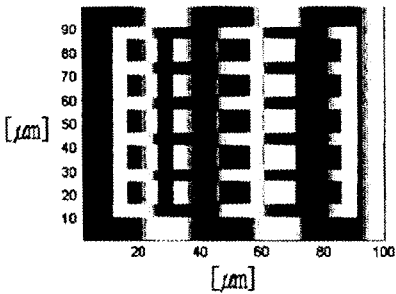


Fig. 9 2nd real interferogram

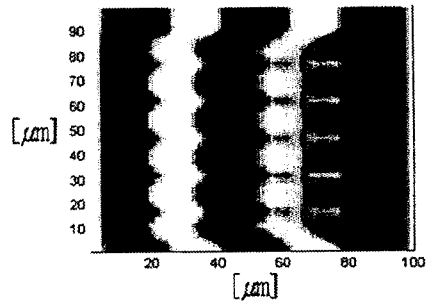


Fig. 13 1st interferogram by PASA

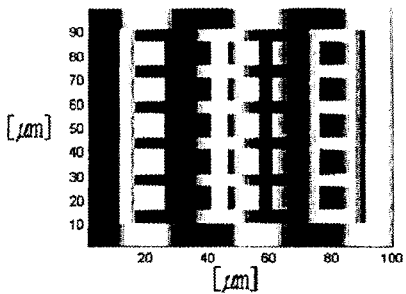


Fig. 10 3rd real interferogram

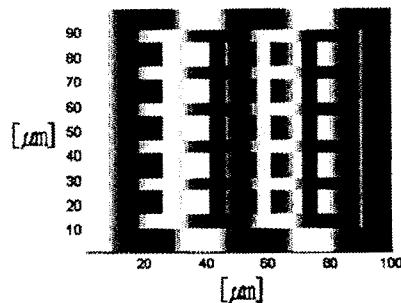


Fig. 14 1st interferogram by SASA

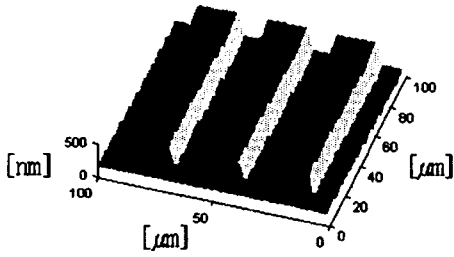


Fig. 15 Reconstructed surface by old algorithm (unscanned)

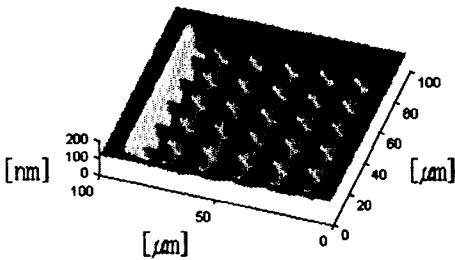


Fig. 16 Reconstructed surface by PASA

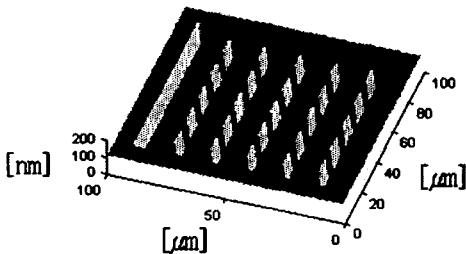


Fig. 17 Reconstructed surface by SASA

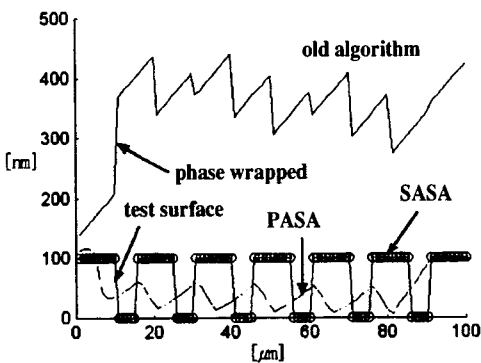


Fig. 18 Lines of reconstructed surfaces

## 5. 결 론

본 논문에서는 시편을 정밀 스캐너로 움직여주면서 간섭무늬를 얻어 이를 해석함으로써 가로방향 분해능을 향상시키는 알고리즘을 제안하고 시물레이션하였다. CCD에 간섭무늬가 얻어지는 과정을 수학적으로 표현하고 가로방향 분해능을 향상시키는 방법은 샘플링 주파수  $x_s$ ,  $y_s$ 와 Pixel MTF 함수의  $a$ ,  $b$  변수를 각각 줄이는 것임을 보였다. 스캐닝을 통하여 각각의 변수를 줄이는 방법을 제안하였다. PASA는  $x_s$ ,  $y_s$ 를 작게 하는 것으로 시편의 주파수를 그대로 복구함을 시물레이션을 통하여 보였다. SASA는  $x_s$ ,  $y_s$ 뿐만 아니라  $a$ ,  $b$ 도 작게 하는 것으로 시편의 주파수 뿐만 아니라 크기까지도 정확히 복구함을 보여주었다. SASA의 경우 한 행과 열의 정보를 미리 알고 있어야 하고 이를 기준으로 다른 화소의 강도를 계산하는 방법이므로 측정하는 시편의 재현성을 가지게 되며 갈수록 노이즈가 누적되는 단점을 가지고 있다. 이론상으로 스캐닝하는 간격에 따라 가로방향 분해능이 결정되므로 스캐닝을 정밀하게 할수록 가로방향 분해능이 향상된다. 하지만 회절한계(diffraction limit)를 넘어서지는 못한다. 제안한 스캐닝 방법들은 표면의 주파수를 잘 복구하므로 급한 경사면에 의하여 생기는 기존의 페이즈래핑(phase wrapping) 문제를 해결하는데 용이함을 보여주었다. 제안한 스캐닝 방법들을 이용하여 CCD의 검출오차를 줄여 전체 시스템의 가로방향 분해능이 향상됨을 보여주었다.

## 6. 참고문헌

1. B. Bhushan, J. C. Wyant, and C. L. Koliopoulos, "Measurement of surface topography of magnetic tapes by Mirau interferometry," *Appl. Opt.*, Vol. 24, No. 10, pp. 1489-1497, 1985.
2. D. J. Whitehouse, "Comparison Between Stylus and Optical Methods of Measuring Surfaces," *Annals of the CIRP*, Vol 37, pp. 649-653, 1988.
3. D. J. Whitehouse, "Nanotechnology Instrumentation," *Measurement & control*, Vol. 24, pp. 37-46, 1991.
4. D. G. Gweon, S. L. Park, and K. Moon, "A

- Laser Interferometric Microscope with Nanometer Lateral Resolution," Progress in Precision Engineering and Nanotechnology, Vol. 1, pp. 156-159, 1997.
5. J. W. Ryu, D. G. Gweon, and K. S. Moon, "The Optimal Design of a Flexure Hinge Based XY $\theta$  Wafer Stage," ASPE, Vol. 21, No. 3, pp. 18~28, 1997.
  6. D. Shough, "Beyond Fringe Analysis," Proc. SPIE in Interferometry VI: Techniques and Analysis, Vol. 2003, pp. 208-223, 1993.
  7. J. V. Wingerden, H. J. Frankena, and C. Smorenburg, "Linear approximation for measurement errors in phase shifting interferometry," Applied Optics, Vol. 30, No. 19, pp. 2718-2728, 1991.
  8. D. Malacara, "Optical Shop Testing," John Wiley & Sons, 1992.
  9. R. C. Gonzalez, R. E. Wood, "Digital image processing," Addison-Wesley, pp. 111-119, 1993.