

## 백색광 주사 간섭법을 이용한 박막의 두께 형상 측정법

김기홍 · 김승우

한국과학기술원 기계공학과

(1999년 6월 18일 받음, 1999년 8월 25일 수정본 받음)

투명한 유전체 박막과 관련된 측정 분야는 반도체 산업의 발전과 함께 급속히 성장하고 있으며, 회로의 고집적화 추세에 맞추어 고정밀도의 측정 성능을 요구하고 있다. 최근 웨이퍼의 광역 평탄화를 위한 CMP(chemical mechanical polishing)공정의 도입으로 인하여 박막의 두께뿐만 아니라 미세 형상에 대한 측정 요구가 증가하고 있다. 이 논문에서는 기존의 비접촉 표면 형상 측정법의 하나인 백색광 주사 간섭법을 이용하여 박막의 두께 형상을 측정하는 새로운 측정 알고리즘 제시하고자 한다. 이 방법은 기존의 백색광 간섭 신호 해석법의 하나인 주파수 분석법과 비선형 최소 자승법을 이용함으로써 구현된다. 그리고 실험을 통하여 개발된 알고리즘의 타당성을 검증한다.

### I. 서 론

유전체 박막의 정확한 두께 측정에 대한 요구는 반도체 산업의 증가, 특히 회로의 고집적화에 맞추어 매우 증가하고 있다. 현재 이러한 박막의 두께 측정에는 타원해석기(ellipsometer)가 널리 이용되고 있으며, Å수준의 매우 높은 측정 분해능을 확보하고 있다. 타원해석기는 측정면에서 반사되는 광원의 두 가지 편광 성분의 복소수 비를 측정함으로써 측정면에서의 굴절률이나 박막의 두께를 측정할 수 있다.<sup>[1]</sup> 현재 상용화된 타원해석기는 전술한 복소수 비를 측정함에 있어서 초기의 형태에서 발전하여, photometric, spectroscopic 등 다양한 측정법이 개발되어 있다.<sup>[2]</sup>

그러나 수십 마이크로 미터 이하의 미세 패턴을 가지는 투명한 박막의 3차원적인 두께 분포를 측정하고자 할 때 전술한 두께 측정 방법을 적용할 수 없다. 이는 전술한 타원해석기 측정법에 있어서 측정 광점의 크기로 인하여 수평 방향으로 분해능을 20 μm이하로 만들기 어렵기 때문이다.<sup>[3]</sup> 현재 이러한 한계를 극복하려는 많은 연구가 진행 중이며, 특히 광학 현미경을 이용하여 수평방향의 분해능을 서브 마이크로 이하로 높이고 전술한 타원해석기 측정 기술을 이용하여 미세 패턴에 따른 두께 변화를 측정하거나,<sup>[4,6]</sup> 측정표면의 정확한 3차원 형상을 측정하려는 연구가 진행 중이다.<sup>[7-9]</sup> 이밖에도 Tolansky가 제안한 FECO 시스템<sup>[10]</sup>을 이용하여 측정점에서의 두께 및 기준 거울과의 절대 거리를 측정하고자 하는 분산 백색광 간섭계(dispersive white light interferometry)에 대한 연구도 진행 중이다.<sup>[11,12]</sup> 이 방법은 측정점에서 박막에 의한 다중 간섭으로 발생하는 백색광 광원의 각 파장별 위상 변화량을 측정함으로써 측정점에서의 두께 및 절대 거리를 측정하는 방법이다. 그러나 전술한 대부분의 측정법들은 기본적으로 한 점 측정법이므로 2차원적인 측정 영역에 대하여 박막의 3차원적인 두께 형상을 측정하기 위해서는 측정물을 움직일 수 있는 기계적인 이송 시스템이 필요한 단점을 가진다.

그림 1은 이 논문에서 측정하고자 하는 박막의 두께 형상의 개념도이다. 그림에서와 같이 단차를 가지는 금속 패턴 위에 도포된 투명한 박막의 두께 분포와 박막층이 구성하는 표면들의 형상을 3차원적으로 동시에 측정하는 것이 이 논문의 목표이다. 이를 위하여 이 논문에서는 백색광 주사 간섭법을 이용한 투명한 박막의 3차원 두께 형상 측정을 위한 새로운 알고리즘을 제안하고자 한다. 백색광 주사 간섭법은 백색광의 짧은 기간섭성을 이용한 표면 형상 측정법으로서, 기존의 광위상 간섭법이 가지는 단점을 극복하여 고단차나 거친 면을 측정할 수 있으며 현재 많은 연구가 진행 중이다.<sup>[13]</sup> 이 논문에서는 백색광 주사 간섭법에 이용되는 많은 측정 알고리즘 중 P.

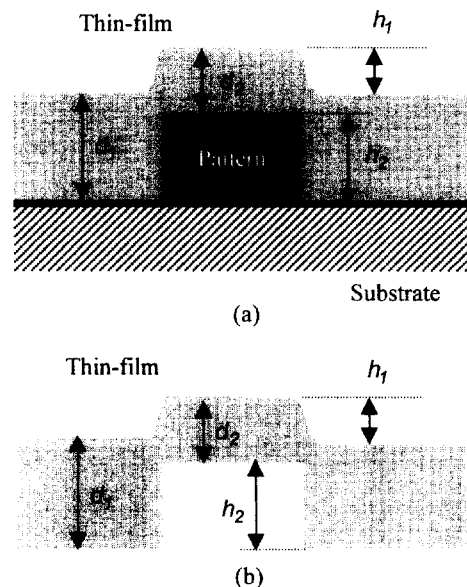


그림 1. 두께 형상 측정 개념도. (a) 미세 패턴을 가지는 금속층위에 박막이 도포된 일반적인 단면도, (b) 3차원 두께 형상 측정 결과도.

Groot가 제안한 주파수 영역 분석법<sup>[14, 15]</sup>을 확장하여, 각 측정점에서의 간섭 신호가 가지는 주파수별 위상 정보와 수학적 모델과의 비교법을 통하여 두께 및 표면 형상을 측정하고자 한다.

### II. 다중반사(Multiple reflection)

그림 2는 금속 표면과 같은 불투명한 표면과 투명한 박막 표면에서의 반사 현상을 비교한 것이다. 금속 표면에  $\theta_i$  각도로 입사되는 입사광  $E_i$ 는 동일한 각도로 반사되는 반사광  $E_r$ 을 만든다. 이때 반사광은 입사 각도, 편광 그리고 표면 재료의 굴절률에 의하여 크기 및 위상의 변화를 겪게 되는데 이는 아래의 Fresnel 방정식의 반사 계수로 나타난다.<sup>[1]</sup>

$$r_{01p} = \frac{N_1 \cos \theta_i - N_0 \cos \theta_r}{N_1 \cos \theta_i + N_0 \cos \theta_r} \quad (1)$$

$$r_{01s} = \frac{N_0 \cos \theta_i - N_1 \cos \theta_r}{N_0 \cos \theta_i + N_1 \cos \theta_r} \quad (2)$$

위 식에서  $N_0, N_1$ 은 각각 그림 2(a)에서 경계층을 이루는 두 매질의 복소 굴절률을 나타내며,  $\theta_i, \theta_r$ 은 각각 입사각과 투과각을 나타낸다. (1)식은 광이 입사 매질 0에서 투과 매질 1로 진행할 때 입사면에 평행한 편광 성분이 겪는 반사계수를

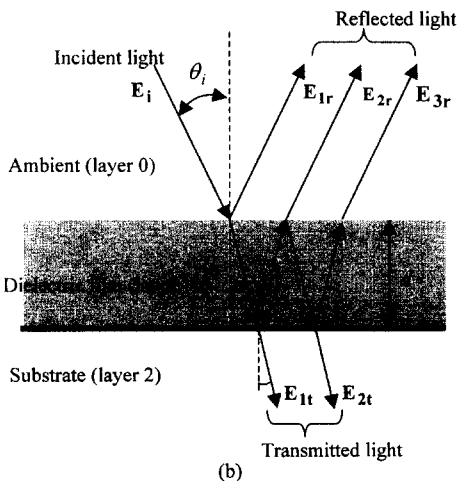
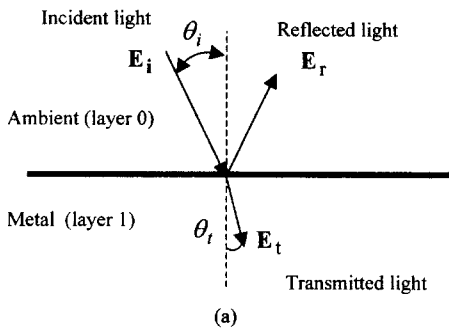


그림 2. 측정 표면에서의 반사 현상에 대한 개념도. (a) 불투명한 표면에서의 반사, (b) 투명한 박막층에서의 반사.

나타내고, (2)식은 수직인 성분이 겪는 반사계수를 나타낸다. 그러나 그림 2(b)에서와 같이 두께  $d$ 를 가지는 박막에서는 박막(1번 층)과 입사 매질(0번 층)이 이루는 경계층에서의 반사 뿐만 아니라 박막 내를 진행하는 광이 박막이 구성하는 두 개의 경계층(0과 1번 층에 의한 경계층과 1과 2번 층에 의한 경계층) 사이에서 복잡한 반사와 굴절을 겪게 되어, 최종적인 입사 매질에서의 반사광은 그림에서와 같이 여러 개의 반사광의 합으로 표현된다. 전술한 Fresnel 방정식의 반사계수와 유사한 박막에서의 반사계수  $R$ 을 수학적으로 정의하면 아래의 수식으로 표현된다.<sup>[11]</sup>

$$R = \frac{r_{01} + r_{12}e^{-j2\beta}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-j2\beta}} \quad (3)$$

(3)식에서  $r_{01}$ 과  $r_{12}$ 는 박막이 구성하는 두 경계층에서의 Fresnel 반사계수를 나타내며,  $\beta$ 는 박막 내부를 진행하는 광이 겪는 위상 변화량으로서 아래의 수식으로 표현된다.

$$\beta = kdN_1 \cos \theta_i \quad (4)$$

(4)식에서  $k$ 는 광원의 전파 상수,  $d, N_1, \theta_i$ 은 각각 박막의 두께, 복소 굴절률, 진행 각도를 나타낸다. (3)식은 광원의 두 편광 성분에 대하여 동일한 수식으로 적용되는데, 이는 (3)식에 포함되어 있는 Fresnel 반사계수를 편광 성분에 따라 (1) 또는 (2)식을 대입함으로써 편광에 따른 반사계수를 표현할 수 있다. (3)식에서 알 수 있듯이 반사 계수  $R$ 은 복소값을 가지므로 박막에서의 반사광의 위상 변화량은 아래와 같이 수학적으로 모델링할 수 있다.

$$\Psi(k, d) = \angle R = \tan^{-1} \left( \frac{b}{a} \right) \text{ for } R = a + ib \quad (5)$$

일반적으로 매질의 굴절률과 광원의 입사각을 정확하게 안다고 가정하면, (5)식의 위상 변화량은 사용하는 광원의 파장과 두께의 함수로 표현된다.

### III. 주파수 영역 분석법

그림 3은 백색광 주사 간섭법의 기본 개념도로서 마이켈슨(Michelson) 간섭계의 원리를 보여주지만 미라우(Mirau)나 리닉(Linnik) 간섭계에도 동일하게 적용할 수 있다. 개념도에서는 이해하기 쉽도록 한 측정점에서의 간섭 신호에 대해서만 고려한다. 그림에서와 같이 입사되는 조명광은 빔살 가르개에 의하여 기준광과 측정광으로 분할되고, 각각의 광은 반사된 후 간섭 신호를 만들고, 이를 검출기에서 검출한다. 그림에서와 같이 측정점의 형상값  $h(x, y)$ 는 기준 거울과의 거리차로 설정된다. 압전 구동기를 이용하여 기준 거울과 측정물과의 거리차를 조금씩 변화 시키면서 검출기에 검출되는 광강도를 저장함으로써 해당 측정점에서의 간섭 신호를 획득한다.

백색광 주사 간섭계에서 형상값  $h$ 와 두께값  $d$ 를 가지는 임의의 한 측정점에서의 간섭 신호를 수학적으로 표현하면 다음과 같은 이중 적분식으로 표현된다.<sup>[16]</sup>

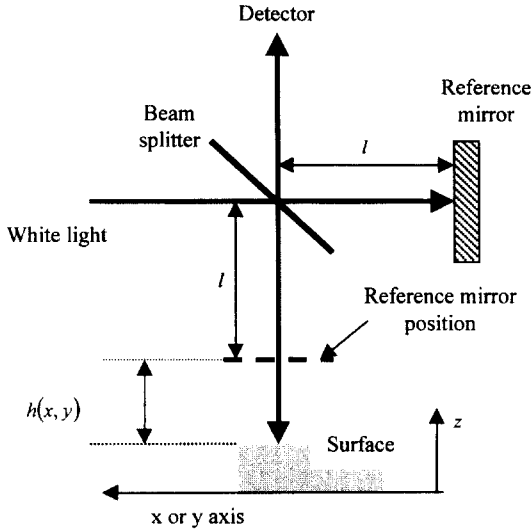


그림 3. 백색광 주사 간섭법의 개념도.

$$I^w(z) = \frac{1}{2} \gamma \theta_0^2 \int_{k_c - \Delta k/2}^{k_c + \Delta k/2} F(k) \int_0^{\theta_0} \cos[2k(h-z) \cos \theta + \psi(k, d, \theta)] \sin \theta \cos \theta d\theta dk \quad (6)$$

(6)식에서  $\gamma$ 는 간섭 신호의 가시도 함수,  $k_c$ ,  $\Delta k$ ,  $F(k)$ 는 각각 백색 광원의 중심 파장, 대역폭, 주파수 분포함수를 나타낸다.  $\theta$ 는 측정점에 조사되는 광원의 입사각으로서 수식에서  $\theta_0$ 는 사용하는 대물렌즈의 개구수를 나타낸다.  $z$ 는 주사 방향으로 일반적으로 광축 방향으로 설정한다.  $\Psi(k, d, \theta)$ 는 박막에서의 위상 변화량으로서 (5)식으로 표현되는 값이며, 수식을 간략화 하기 위하여  $(x, y)$  좌표는 생략하였다. (6)식을 보면 사용되는 백색 광원의 파장 특성과 대물렌즈의 개구수가 간섭 신호에 큰 영향을 미침을 알 수 있다. 사용되는 대물렌즈의 개구수가 작다고 가정하면 (6)식에서  $\sin \theta \approx \theta$ ,  $\cos \theta \approx 1$ 로 설정할 수 있으며 (6)식은 아래의 수식으로 간략화 된다.

$$I^w(z) = \frac{1}{2} \gamma \theta_0^2 \int_{k_c - \Delta k/2}^{k_c + \Delta k/2} F(k) \cos[2k(h-z) + \Psi(k, d)] dk \quad (7)$$

그리고 전술한 바와 같이 개구수가 작다고 가정하면, 입사각이  $0^\circ$ 인 수직 입사만이 고려되므로 각 경계층에서의 Fresnel 반사 계수  $r_{ij}$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$r_{ij} = \frac{N_i - N_j}{N_i + N_j} \quad (8)$$

(7)식에서 보듯이 백색광 간섭 신호는 백색광을 구성하는 개별적인 파장들의 간섭 신호의 비간섭적인 중첩(incoherent superposition)으로 표현되며, 이는 P. Groot등이 제안한 측정법과 동일한 결과를 나타낸다.<sup>[14, 15]</sup> 이로부터 백색광의 각 파수(wavenumber)  $k$ 에 따른 위상값은 (7)식에서부터 아래의 수식으로 유도된다.

$$\Phi^c(k; h, d) = 2hk + \psi(k; d) \quad (9)$$

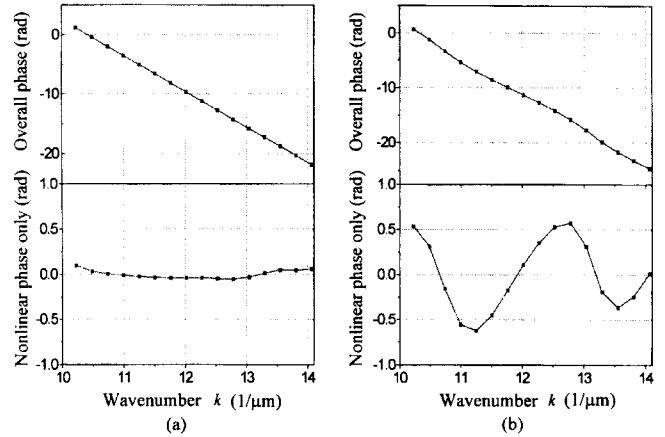


그림 4. 위상 곡선의 비교 (a) 거울 표면에서의 위상 곡선, (b) Si기저층에 SiO<sub>2</sub>가 도포된 박막 표면에서의 위상 곡선.

(9)식은 수학적으로 표현되는 간섭 신호의 파수 별 위상값으로서, 크게 두 부분으로 구분할 수 있다. (9)식의 첫번째 항은 기준 거울과 측정점과의 거리차로 인한 위상 변화량으로서, 파수에 대하여 선형적임을 알 수 있다. 둘째 항은 (5)식으로 표현되는 박막의 두께에 의한 위상 변화량으로서, 파수에 대하여 비선형적임을 알 수 있다. 이는 박막 표면에서의 위상 곡선은 첫번째 항에 의한 선형 그래프에 박막에 의한 비선형 성분이 포함된 형태로 표현됨을 의미한다. 그림 4는 이러한 특징을 보여준다. 그림 4는 10배 미라우(Mirau) 간섭 대물렌즈(개구수 0.3)를 이용하여 거울 표면과 SiO<sub>2</sub>가 도포된 박막 표면의 임의의 한 측정점에서 간섭 신호를 획득한 후, Fourier 변환을 통하여 파수 별 위상값을 나타낸 그래프이다. 하단부의 그래프는 상단부의 위상 곡선에서 선형 성분을 제거한 후 나타낸 비선형 곡선이다. 그림 4(a)에서와 같이 박막이 아닌 경우에는  $d \approx 0$ 로서, 박막의 두께에 의한 위상 변화량이 무시될 정도로 작아지므로 그림에서 보듯이 선형 성분만 나타난다. 그러나 박막 표면에서는 그림 4(b)와 같이 주기적인 성상의 비선형 성분이 강하게 나타난다. 그러므로 이러한 비선형 곡선을 해석함으로써 측정점에서의 두께값  $d$ 와 형상값  $h$ 를 측정할 수 있다.

#### IV. 박막 두께 형상 측정법

전술한 박막 표면에서 획득되는 위상 곡선의 특성을 이용하여 측정점에서의 두께  $d$ 와 형상  $h$ 를 동시에 측정하기 위하여, 이 논문에서는 (9)식으로 표현되는 수학적 모델과 실제 측정된 위상 곡선과의 차이가 최소가 되도록 두 변수를 변화 시켜주는 최적화 기법을 이용한다. 이를 위하여 먼저 파수별 위상 곡선을 구하는데, 이는 실제 간섭 신호를 Fourier 변환하여 획득한다. 최적화 기법에 이용할 오차 함수는 전술한  $\Phi^m(k)$ 와 (9)식의  $\Phi^c(k; h, d)$ 를 이용하여 아래와 같이 설정한다.

$$\chi(h, d) = \int_{k_c - \Delta k}^{k_c + \Delta k} [\Phi^m(k) - \Phi^c(k; h, d)]^2 dk \quad (10)$$

(10)식에서 두개의 미지수  $h, d$ 를 변화 시키면서 오차 함수

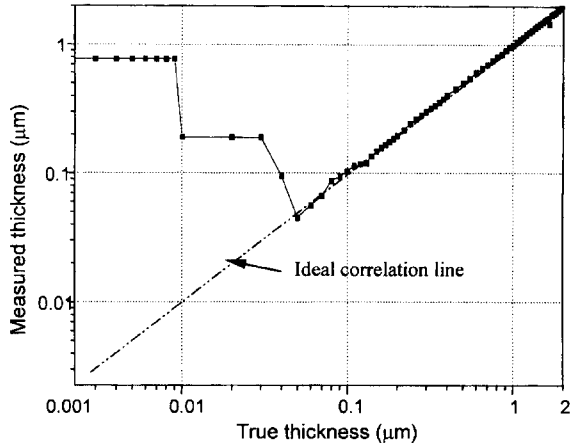


그림 5. 모의실험 결과.

값  $\chi(h, d)$ 를 계산한다. 이 중  $\chi(h, d)$ 이 최솟가 되었을 때의 두 미지수 값을 측정점에서의 형상과 두께 값으로 설정한다. 이 논문에서는 전술한 오차 함수값을 최솟으로 만드는  $h, d$  값을 찾는 검색 알고리즘으로 Levenberg-Marquardt의 비선형 최소 자승법을 이용한다.<sup>[17]</sup>

그림 5는 제안한 측정 알고리즘을 검증하기 위하여 수행한 모의 실험 결과이다. 모의 실험에 이용된 박막 모델은 Si 기저층위에 SiO<sub>2</sub>가 도포된 모델로 설정하였으며, 두께값의 범위는 0.001~2.0 μm로 설정하였다. 각 매질의 굴절률 값을 기존 문헌을 참조하여 설정하였으며<sup>[18]</sup> 백색광 광원의 파장은 452 nm에서 732 nm로 설정하였다. 사용되는 대물렌즈는 상용화된 10배 간섭 대물렌즈로 설정하였으며 이에 해당하는 개구수는 0.3이다. 모의 실험에서 실제 백색광 간섭 신호에 해당하는 데이터는 (6)식을 이용하여 계산하였으며, 이를 Fourier 변환하여 전술한  $\Phi''(k)$ 를 계산하였다.

Levenberg-Marquardt의 비선형 최소 자승법을 이용할 때 수렴비(fractional convergence ratio)는 10<sup>-3</sup>으로 설정하였으며, 대부분 20회 이내의 빠른 수렴 속도를 보였다. 검색을 수행할 때  $h, d$ 의 초기 검색 시작값에 따라 다수의 국부 최소값(local minimum)이 발생할 수 있다. 이러한 문제는 검색 시작값과 검색 영역을 참값 주위의 수백 나노미터 영역으로 제한함으로써 해결할 수 있다. 그리고 검색 영역내에서 얻어지는 여러 최소값은 그 크기를 비교함으로써 최종적인 수렴값을 구할 수 있다. 그림 5에서 보듯이 전술한 방법을 적용할 때 0.05 μm 이상에서는 설정한 두께값을 정확하게 검색하지만, 이하에서는 정확한 검색이 수행되지 않는다. 이러한 원인은 박막의 두께가 0에 가까워지면 모든 파장에서 위상값이 일정한 값으로 수렴하게 되고, 이는 그림 4(a)에서와 같이 박막에 의한 비선형 위상값의 크기가 무시될 수 있을 정도로 작아지기 때문이다.

V. 실험 및 토의

전술한 측정 방법을 이용하여 실험을 수행하였다. 측정 영역 내의 모든 간섭 신호를 획득하기 위하여 CCD 카메라를 이용하였으며, 각 화소별로 획득된 간섭 신호는 전술한 측정 방법

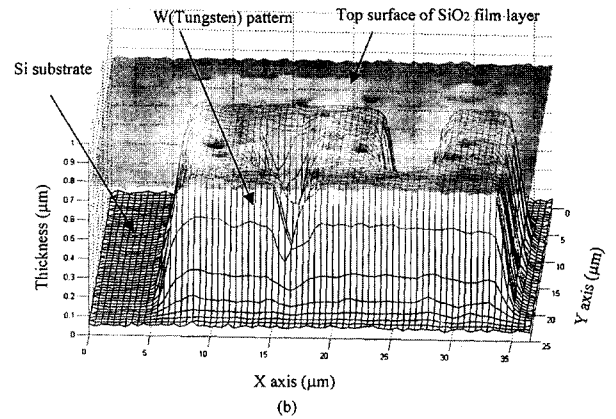
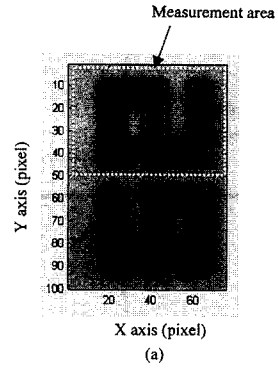


그림 6. 측정 결과 (a) 측정 영역의 사진 (b) 3차원 두께 형상 측정 결과.

을 이용하여 독립적으로 두께 및 형상 값을 검색하였다. 그림 6은 실제 측정 예를 보여준다. 실험에 이용된 시편은 4인치 실리콘 웨이퍼 위에 0.6 μm의 텅스텐 패턴을 제작한 후 SiO<sub>2</sub>를 전 표면에 1 μm 두께로 도포하였다. 이렇게 제작된 시편은 CMP(chemical mechanical polishing)공정을 통하여 SiO<sub>2</sub>표면이 평탄해지도록 가공하였다. 그림 6(a)는 시편 위에 제작된 “52” 형태의 패턴을 보여준다. 그림에서 보이는 “52” 패턴은 텅스텐 패턴이고 그림에서 보이지는 않지만 이 위에 투명한 SiO<sub>2</sub>가 도포되어 있다. 이 실험에서는 “52” 패턴 중 “2”자 영역에 대하여 측정을 수행하였다. 측정에 사용된 대물렌즈는 Nikon사의 20배 Mirau 간섭 대물렌즈이며, 이 대물렌즈의 개구수는 0.4이고 화소 분해능은 대략 0.5 μm이며 측정 영역은 40×25 μm이다. 그림 6(b) 이 시편에 대한 두께 형상 측정 결과로서, 실리콘 기저층과 텅스텐 패턴의 형상 뿐만 아니라 전체를 둘러싸고 있는 SiO<sub>2</sub>박막의 표면 형상과 각 측정점에서의 두께값을 명확하게 보여준다.

그림 6(b)에 나타나지 않지만 모서리에서는 주위의 측정값과 다른 매우 큰 측정값이 유발되는데, 이는 전술한 다중 반사 모델을 적용할 수 없는 복잡한 반사 및 굴절 현상이 발생하기 때문이다. 여기서는 이러한 측정값들은 측정 오차로 간주하여, 측정된 표면 형상에서 이러한 측정 오차값을 제거하기 위하여 영상 처리 기법의 하나인 저주파 필터링(low pass filtering)을 이용하였다.

표 1은 박막 표면의 단차 측정에 있어서 이 논문이 제시한

표 1. 박막의 표면 단차 측정결과에 대한 비교

Sample No.	Stylus profiler	White light scanning interferometry
#1	201.0 nm	194.5 nm
#2	173.5 nm	172.2 nm
#3	130.0 nm	135.5 nm
#4	97.5 nm	89.3 nm
#5	25.3 nm	27.2 nm

\*The stylus profiler used in this comparison is a  $\alpha$ -step model manufactured by the Tencor Co.

표 2. 박막의 두께 측정 결과에 대한 비교

Magnification (N.A.)	Sample 1	Sample 2	Sample 3
$\times 10$ (0.3)	358.7 nm	511.3 nm	1164.5 nm
$\times 20$ (0.4)	361.2 nm	506.6 nm	1137.7 nm
$\times 50$ (0.5)	357.8 nm	520.5 nm	1197.9 nm

측정 알고리즘의 결과와 기존의 접촉식 측정기를 통한 측정 결과를 비교한 것이다. 실험에 사용된 시편은 실리콘 기저층 위에 SiO<sub>2</sub>박막을 도포한 후 에칭(etching)을 통하여 20 nm~200 nm범위의 단차값을 가지는 여러 개의 정사각형 패턴을 제작하였다. 두 측정 결과를 비교하는데 있어서 정확하게 동일한 위치에서의 단차를 비교하는 것은 불가능하므로, 측정된 2차원 단면 형상에서 대략적인 평균 단차값을 비교하였다. 표 1에서 보듯이 두 측정값의 차이가 최대 10 nm이내임을 알 수 있다.

표 2는 SiO<sub>2</sub>가 도포된 3종류의 웨이퍼에 대하여 배율 별 두께 측정 결과를 비교한 것이다. 측정 시편은 실리콘 웨이퍼 위에 균일한 두께를 가지는 SiO<sub>2</sub> 박막을 제작하였다. 측정에 사용한 대물렌즈는 Nikon사의 미라우(Mirau) 간섭 대물렌즈이다. 각 시편에 대하여 10배 대물렌즈의 측정값이 타원해석기로 측정한 두께값과 일치하도록 교정하였다. 대략적으로 대물렌즈의 배율이 증가할수록 측정 오차가 증가하는 경향을 가지며 개구수가 0.5인 범위내에서 측정물 두께의 약 3%의 최대 측정 오차를 가진다고 추정된다. 이러한 측정 오차는 대물렌즈의 개구수에 의한 영향으로 이 논문에서는 대물렌즈의 개구수가 작다고 가정하여 입사광이 측정면에 수직으로만 입사한다고 가정하였다. 그러나 실질적으로는 대물렌즈의 개구수에 의하여 입사광은 다양한 입사 각도를 가지며 이로 인하여 복잡한 양상의 위상 변화를 겪게 된다. 일반적으로 단일 파장의 광이  $\theta$ 의 입사각을 가지고 조사될 때 등가 파장(equivalent wavelength)은 길어지는 효과를 가진다. 대물렌즈의 개구수가 커지면 등가 파장이 길어지고 이는 위상 곡선이 짧은 파수 영역을 이동함을 의미한다. 그림 7은 이러한 현상을 보여주는데 동일한 두께 시편에 대하여 50배 미라우 간섭 대물렌즈에서 획득된 비선형 위상 곡선이 10배 미라우 간섭 대물렌즈에서 획득된 비선형 위상 곡선보다 짧은 파수대로 이동하여 있음을 알 수 있다. 이러한 개구수의 영향이 표 2에서 보는 측정 오차를 유발한다고 판단된다.

이밖에도 압전 구동기의 비선형 성분도 중요한 오차 요인중

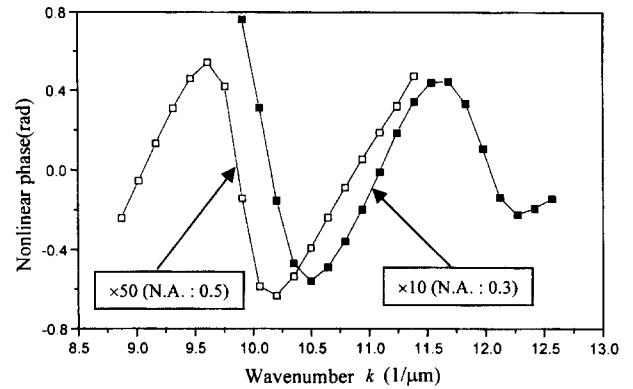


그림 7. 대물렌즈의 배율에 따른 비선형 위상 곡선의 이동.

의 하나로서, 이로 인하여 위상 곡선에 랜덤한 위상 오차를 유발한다. 이러한 오차 요인은 박막의 두께가 200 nm이하에서는 실질적인 박막에 의한 비선형 위상 곡선의 크기가 작기 때문에 심각한 측정 오차를 유발할 수 있다.

## VI. 결 론

이 논문에서는 기존의 백색광 주사 간섭 측정법과 최적화 기법을 이용하여 투명한 박막의 두께 형상을 측정할 수 있는 새로운 알고리즘을 개발하였다. 이 방법은 기존의 측정법과는 달리 측정 영역내의 모든 측정점에서의 두께값과 표면 형상을 동시에 측정하여, 3차원적인 두께 분포 형상을 보여준다. 이 측정법은 두께나 형상 측정에 있어서 나노미터의 분해능을 가지며, 현미경 대물렌즈를 이용하므로 서브 마이크로 이하의 수평 방향 분해능을 가진다. 현재까지는 타원해석기와 비교할 때 측정 분해능 과 정확도는 낮으며, 수십 나노미터 두께의 박막 측정에는 적용이 곤란하지만, 지속적인 연구를 통하여 개선할 수 있으리라 예상된다.

## 참고문헌

- [1] R. Azzam, N. Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, (North-Holland, Amsterdam, 1987).
- [2] P. S. Hauge, Surface Science **96**, 108 (1980).
- [3] G. D. Feke, D. P. Snow, R. D. Grober, P. J. Groot, and L. Deck, Appl. Opt., **37**, 1796 (1998).
- [4] A. Rosencwaig, J. Opsal, D. L. Willenborg, S. M. Kelso, and J. T. Fanton, Appl. Phys. Lett. **60**, 1301 (1992).
- [5] J. T. Fanton, J. Opsal, D. L. Willenborg, S. M. Kelso, and A. Rosencwaig, J. Appl. Phys. **73**, 7035 (1993).
- [6] J. M. Leng, J. J. Sidorowich, Y. D. Yoon, J. Opsal, B. H. Lee, C. J. Moon, and S. I. Lee, J. Appl. Phys. **81**, 3570 (1997).
- [7] C. W. See, M. G. Somekh, and R. D. Holmes, Appl. Opt. **35**, 6663 (1996).
- [8] K. Leonhardt, U. Droste, and H. J. Tiziani, Opt. Lett. **23**, 1772 (1998).
- [9] K. Leonhardt, H. J. Tiziani, J. Mod. Opt. **46**, 101 (1999).
- [10] S. Tolansky, Multiple-Beam Interferometry, (Clarendon,

- Oxford, 1948), Chap. 8, pp. 203.
- [11] J. Schwider and Liang Zhou, *Opt. Lett.* **19**, 995 (1994).
- [12] U. Schnell, R. Dandliker, and S. Gray, *Opt. Lett.* **21**, 528 (1996).
- [13] K. Creath, Proceedings of the 3rd international workshop on automatic processing of fringe patterns (Bremen Institute of Applied Beam Technology, Bremen, Germany), pp. 52-57 (1997).
- [14] P. Groot, L. Deck, *Opt. Lett.* **18**, 1462 (1993).
- [15] P. Groot, U. S. patent 5,398,113 (1995).
- [16] G. S. Kino and S. S. Chim, *Appl. Opt.* **29**, 3775 (1990).
- [17] The MathWorks Inc., Optimization Toolbox for Use with MATLAB, (24 Prime Park Way, Natick, MA 01760-1500, USA. 1992).
- [18] E. D. Palik, ed., Handbook of Optical Constants of Solids (Academic, Orlando, Fla., 1985).

### **Thin film thickness profile measurement using white light scanning interferometry**

Gee-Hong Kim and Seung-Woo Kim

*Korea Advanced Institute of Science of Technology  
Department of Mechanical Engineering, Science Town, Taejon 305-701, Korea*

(Received June 18, 1999, Revised manuscript received August 25, 1999)

White light scanning interferometry is increasingly used for precision profile metrology of engineering surfaces, but its current application is primarily limited to opaque surfaces with relatively simple optical reflection behaviors. In this paper, a new attempt is made to extend the interferometric method to the thickness profile measurement of transparent thin film layers. An extensive frequency domain analysis of multiple reflection is performed to allow both the top and bottom interfaces of a thin film layer to be measured independently at the same time using nonlinear least squares technique. This rigorous approach provides not only point-by-point thickness probing but also complete volumetric film profiles digitized in three dimensions.