

透明膜で覆われた物体のワンショット干渉計測法

Single-shot Interferometry of Film-covered Objects

内藤卓人¹, 杉山 将², 小川英光³, 北川克一³, 鈴木一嘉³

¹ 東京工業大学 大学院総合理工学研究科 知能システム科学専攻

² 東京工業大学 大学院情報理工学研究科 計算工学専攻

³ 東レエンジニアリング(株) エレクトロニクス事業本部

sugi@cs.titech.ac.jp

<http://sugiyama-www.cs.titech.ac.jp/~sugi>

Abstract

In the semiconductor and LCD manufacturing industry, there is a strong demand for measuring film thickness and surface profiles of film-covered objects. In this paper, we propose a single-shot algorithm for simultaneous measurement of film thickness and surface profiles. Unlike existing multiple-shot methods, our method requires only one image for measurement and thus it is fast and highly robust against vibration.

Keywords

interferometry, local model fitting, film-covered object, film thickness, surface profile

1 序論

半導体や LCD の製造工程などでは，透明膜で覆われた物体の膜厚および表面の形状を測定したいという要請がある．このような要請に対して，光干渉法を利用した様々な方法が提案されている^{1)~3)}．物体光・参照光分離法(Separation of Object and Reference beams; SOR 法)⁴⁾⁵⁾は，適当な手法により推定したモデル係数から膜厚と膜表面の高さを同時に求める手法であり，膜対応の位相シフト法によってモデル係数を推定したときの有効性が実験的に示されている．

一方，物体が透明膜で覆われていない場合に対しては，1 枚の干渉縞画像から表面形状を測定するワンショット測定法がいくつか提案されている^{6)~8)}．これらの方法は，複数枚の画像が必要な位相シフト法などと比べて，速度，振動に対する頑健さの面で優れている．特に，局所モデル適合法(Local Model Fitting; LMF 法)⁹⁾¹⁰⁾は表面形状に対して大域的な滑らかさの仮定が必要なく，段差のような鋭い形状も精度よく測定できる．

本論文では，局所モデル適合法と物体光・参照光分離法の考え方を融合・拡張し，透明膜で覆われた物体の表面形状と膜厚を同時に測定できるワンショット計測法を提案する．まず，透明膜で覆われた物体を，空間的キャリア周波数を導入した干渉顕微鏡で撮影したときに得られる干渉縞画像の理論的なモデルを導出する．次に，注目点の近傍で試料表面高さと膜厚が一定であるという仮定のもと，モデル式の係数を決定する方法を与える．この手法は局所モデル適合法の自然な拡張になっているため，膜対応局所モデル適合法(LMF for Film-covered objects; LMFF 法)と呼ぶことにする．そして，物体光・参照光分離法⁴⁾⁵⁾の考え方に基づいて，推定したモデル係数から膜厚と膜表面の高さを求める方法を与える．

2 干渉縞画像のモデル

参照鏡をわずかに傾けることにより空間的キャリア周波数を導入した干渉顕微鏡で，透明膜に覆われた物体を撮影したときに得られる干渉縞画像の理論的なモデルを導出する．測定に用いる干渉顕微鏡の光学系を図 1(a) に示す．光源から出た光は，ビームスプリッタにより分割され，2 つの経路を進む．1 つは参照鏡から反射してくる光 (参照光と呼ぶ) の経路であり，もう一つは物体表面から反射してくる光 (物体光と呼ぶ) の経路である．

光源には波長 λ の単色光を用い，角振動数を k で表す．すなわち $k = 2\pi/\lambda$ である．光速を c として光源から出てくる光の振動を，

$$\psi_s(t) = a \cos(ckt)$$

で表す．振幅 a は図 1(a) の光源に近い方のビームスプリッタによる減衰効果も含めて定義している．

試料表面上に任意に原点をとり (x, y) の 2 次元座標で表面上の点を表す．図 1(a) の点線は物体光が試料表面上の原点を通るときの経路であり，一点鎖線は試料上の点 (x, y) を通

ときの経路である．原点を通るときの光線と2種類のビームスプリッタの交点を，それぞれ O_1, O_2 で表し， O_2 から参照鏡までの距離を L で表す．また， O_2 から L だけ下にある仮想的な面を E で表す．任意に固定した基準面 $z = 0$ から E までの高さを z ，基準面 $z = 0$ から物体の膜表面上の点 (x, y) までの高さを $h(x, y)$ で表す．点 (x, y) から面 E までの距離を $d(x, y)$ で表す．すなわち，

$$d(x, y) = z - h(x, y)$$

である．さらに，点 (x, y) での膜厚を $D(x, y)$ で表す．表面形状測定の目的は $h(x, y)$ の値を求めることであるが，実際に求めたいのは絶対的な試料表面の高さではなく，相対的な高さ，すなわち表面の形状である．そこで， $\phi(x, y)$ を

$$\phi(x, y) = 2k(h(x, y) - z) = -2kd(x, y)$$

と定義し，この $\phi(x, y)$ と膜厚 $D(x, y)$ を求めることにする．

物体の表面が透明膜で覆われているため，物体から反射してくる光は膜内で反射を繰り返し，返した光の重ね合わせになる．物体表面での反射，透過の様子を図 1(b) に示す．透明膜の中で j 重反射してくる光の経路を経路 j ($j = 0, 1, 2, \dots$) と表し，透明膜と基板の屈折率をそれぞれ n_1, n_2 で表す．空気の屈折率は 1 と仮定する．

まず，各光の光路長について説明する．点 (x, y) を通るときの参照光の光路長を $L_{\text{ref}}(x, y)$ ，経路 j ($j = 0, 1, \dots$) の光路長を $L_j(x, y)$ で表す．図 1(a) の $\delta(x, y)$ は原点を通る参照光と点 (x, y) を通る参照光の光路長の差に対応し，

$$L_{\text{ref}}(x, y) = L_{\text{ref}}(0, 0) + 2\delta(x, y) \quad (1)$$

を満たす． $\delta(x, y)$ は，参照鏡の x 方向， y 方向の傾きをそれぞれ θ_x, θ_y とすると，

$$\delta(x, y) = x \tan \theta_x + y \tan \theta_y$$

と表すことができる．さらに f_x, f_y を，

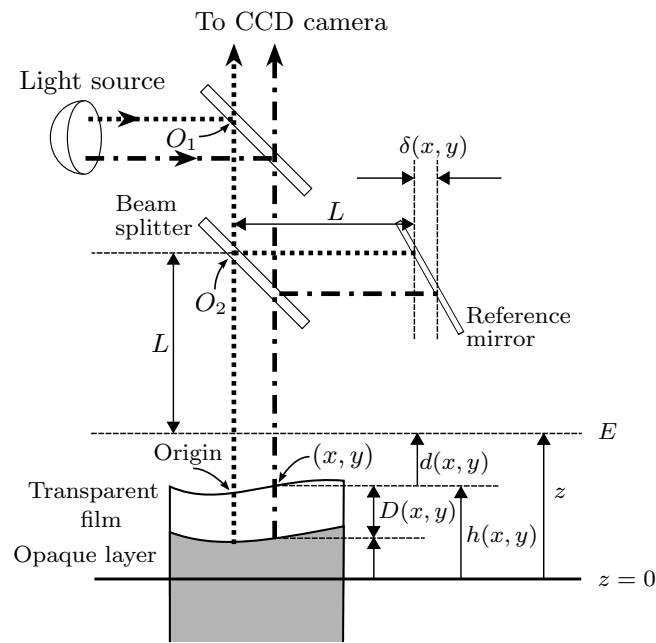
$$f_x = \frac{k}{2\pi} \cdot 2 \tan \theta_x, \quad f_y = \frac{k}{2\pi} \cdot 2 \tan \theta_y$$

と定義し，空間的キャリア周波数と呼ぶ．空間的キャリア周波数を使えば，

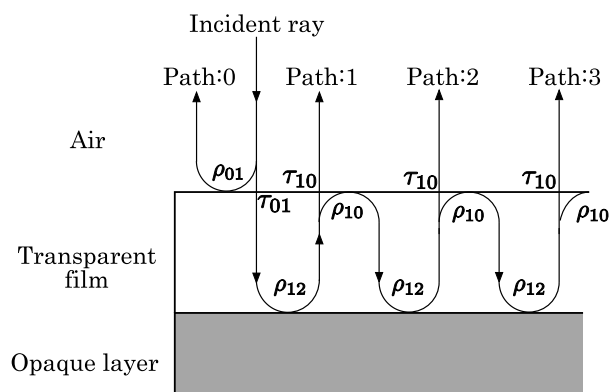
$$2\delta(x, y) = \frac{1}{k}(2\pi f_x x + 2\pi f_y y)$$

と表すことができる．一方，経路 j ($j = 0, 1, \dots$) は膜内で j 回往復する経路であり，その光路長 $L_j(x, y)$ は，面 E までの光路長が $L_{\text{ref}}(0, 0)$ に一致することに注意すると，

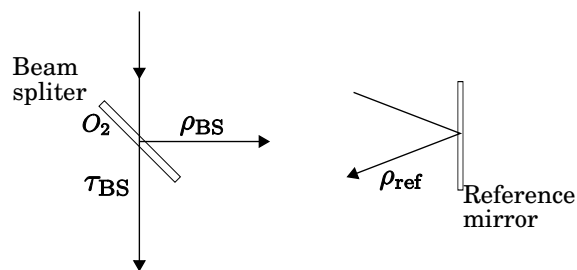
$$L_j(x, y) = L_{\text{ref}}(0, 0) + 2d(x, y) + j(2n_1 D(x, y)) \quad (2)$$



(a) Basic set up of an optical system



(b) Sample parameter



(c) System parameter

と表すことができる．式 (1), (2) より , $L_{\text{ref}}(x, y)$, $L_j(x, y)$ には次の関係が成り立つ．

$$L_j(x, y) = L_{\text{ref}}(x, y) + 2d(x, y) - 2\delta(x, y) + j(2n_1D(x, y))$$

さらに , $T_d(x, y)$, $T_\delta(x, y)$, $T_D(x, y)$ を ,

$$T_d(x, y) = \frac{2d(x, y)}{c} = \frac{1}{ck}(-\phi(x, y)) \quad (3)$$

$$T_\delta(x, y) = \frac{2\delta(x, y)}{c} = \frac{1}{ck}(2\pi f_x x + 2\pi f_y y) \quad (4)$$

$$T_D(x, y) = \frac{2n_1D(x, y)}{c} \quad (5)$$

と定義すれば , 参照光の経路を通過するのにかかる時間 $T_{\text{ref}}(x, y)$ と経路 j を通過するのにかかる時間 $T_j(x, y)$ について , 次の関係式が成り立つ .

$$T_j(x, y) = T_{\text{ref}}(x, y) + T_d(x, y) - T_\delta(x, y) + jT_D(x, y) \quad (6)$$

次に , 各経路を通過するときの振幅と位相の変化について説明する . 試料での振幅反射係数と振幅透過係数を試料係数と呼び , 図 1(b) のように表す . これらの値は , フレネルの公式¹¹⁾を用いれば屈折率を用いて次のように表すことができる .

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{01} = \frac{2}{1 + n_1} \\ \rho_{01} = \frac{1 - n_1}{1 + n_1} \\ \rho_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \\ \tau_{10} = \frac{2n_1}{n_1 + 1} = n_1\tau_{01} \\ \rho_{10} = \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} = -\rho_{01} \end{array} \right. \quad (7)$$

また , τ_{01} と ρ_{01} の間に次の関係が成立する .

$$n_1\tau_{01}^2 + \rho_{01}^2 = 1 \quad (8)$$

この式はエネルギー保存の公式と呼ばれる . さらに , ρ_1 を

$$\rho_1 = \rho_{10}\rho_{12}$$

と定義すると , ρ_1 は透明膜の中で繰り返し反射するときの 1 回分の反射に相当する減衰係数である . 一方 , ビームスプリッタと参照鏡での振幅反射係数と振幅透過係数を合わせて装置係数と呼び , 図 1(c) のように表す . また , これら 3 つの装置係数を合わせて , η_e を

$$\eta_e = \frac{\rho_{\text{BS}}^2 \rho_{\text{ref}}}{\tau_{\text{BS}}^2} \quad (9)$$

と定義し，この η_e も装置係数と呼ぶ．

以上の準備のもと，CCD カメラに到達する光の表現を与える．参照光と経路 j ($j = 0, 1, \dots$) を通過して CCD カメラに到達する光は，それぞれ，

$$\begin{aligned}\psi_{\text{ref}}(x, y, t) &= a_{\text{ref}} \cos(ck(t - T_{\text{ref}}(x, y))) \\ \psi_j(x, y, t) &= a_j \cos(ck(t - T_j(x, y)))\end{aligned}\quad (10)$$

と表すことができる．ただし，

$$\begin{cases} a_{\text{ref}} = \rho_{\text{BS}}^2 \rho_{\text{ref}} a \\ a_0 = \tau_{\text{BS}}^2 \rho_{01} a \\ a_1 = \tau_{\text{BS}}^2 (\tau_{01} \tau_{10} \rho_{12}) a = \tau_{\text{BS}}^2 (n_1 \tau_{01}^2 \rho_{12}) a \\ a_j = \rho_1^{j-1} a_1 \quad (j = 2, 3, \dots) \end{cases}\quad (11)$$

である． $a_j = \rho_1^{j-1} a_1$ は，膜内を 1 往復する毎に振幅が ρ_1 倍になることを表している．すでに説明したように，物体光は経路 j ($j = 0, 1, \dots$) を通過する光の重ね合わせである．すなわち，物体光 $\psi_{\text{obj}}(x, y, t)$ は，

$$\psi_{\text{obj}}(x, y, t) = \sum_{j=0}^{\infty} \psi_j(x, y, t) \quad (12)$$

である．これを式 (6) や式 (11) を用いて計算することにより次の補題が得られる（全ての補題や定理の証明は付録に示す）．

補題 1 (物体光の表現) 試料が透明膜で覆われている場合の物体光 $\psi_{\text{obj}}(x, y, t)$ は次のように表現できる．

$$\psi_{\text{obj}}(x, y, t) = \mu_c(x, y) \cos(ckt) + \mu_s(x, y) \sin(ckt) \quad (13)$$

ただし，

$$\begin{cases} \mu_c(x, y) = a_0 \cos(ckT_0(x, y)) + a_1 \frac{\cos(ckT_1(x, y)) - \rho_1 \cos(ckT_0(x, y))}{1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1 D(x, y))} \\ \mu_s(x, y) = a_0 \sin(ckT_0(x, y)) + a_1 \frac{\sin(ckT_1(x, y)) - \rho_1 \sin(ckT_0(x, y))}{1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1 D(x, y))} \end{cases}\quad (14)$$

補題 2 (参照光，物体光の強度) 参照光，物体光の強度は

$$g_{\text{ref}} = a_{\text{ref}}^2 \quad (15)$$

$$g_{\text{obj}}(x, y) = (\mu_c(x, y))^2 + (\mu_s(x, y))^2 = r(x, y) \quad (16)$$

とそれぞれ表現できる．ただし，

$$r(x, y) = a_0^2 + \frac{a_1^2 - 2\rho_1 a_0 a_1 + 2a_0 a_1 \cos(2kn_1 D(x, y))}{1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1 D(x, y))}$$

CCD カメラに入射する光は、参照光 $\psi_{\text{ref}}(x, y, t)$ と物体光 $\psi_{\text{obj}}(x, y, t)$ の重ね合わせ $\psi_{\text{ref}}(x, y, t) + \psi_{\text{obj}}(x, y, t)$ である。この光の強度を計算することによって次の定理が得られる。

定理 1 (干渉縞画像のモデル) CCD カメラで観測される干渉縞画像 $g(x, y)$ は次式で表現できる。

$$g(x, y) = b_d(x, y) + b_c(x, y) \cos(2\pi f_x x + 2\pi f_y y) - b_s(x, y) \sin(2\pi f_x x + 2\pi f_y y) \quad (17)$$

ただし、

$$b_d(x, y) = a_{\text{ref}}^2 + r(x, y) \quad (18)$$

$$b_c(x, y) = p(x, y) \cos \phi(x, y) + q(x, y) \sin \phi(x, y) \quad (19)$$

$$b_s(x, y) = p(x, y) \sin \phi(x, y) + q(x, y) \cos \phi(x, y) \quad (20)$$

$$p(x, y) = 2a_{\text{ref}} \left[a_0 - \frac{a_1(\rho_1 - \cos(2kn_1 D(x, y)))}{1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1 D(x, y))} \right]$$

$$q(x, y) = \frac{2a_{\text{ref}} a_1 \sin(2kn_1 D(x, y))}{1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1 D(x, y))}$$

以上で、空間的キャリア周波数を導入した干渉顕微鏡で透明膜で覆われた物体を撮影したときに得られる干渉縞画像のモデルが得られた。

以下、第3節で係数 $b_d(x, y)$, $b_c(x, y)$, $b_s(x, y)$ を推定する方法を与え、第4節で膜厚 D と表面の高さ h を求める方法を与える。

3 $b_d(x, y)$, $b_c(x, y)$, $b_s(x, y)$ の推定

$b_d(x, y)$, $b_c(x, y)$, $b_s(x, y)$ を求めるために、点 (x, y) の M 個の近傍点 $\{(x_i, y_i)\}_{i=1}^M$ で表面形状と膜厚が一定値であることを仮定する。すなわち、

$$\phi(x_i, y_i) = \phi, \quad D(x_i, y_i) = D \quad (i = 1, \dots, M)$$

と仮定する。この仮定は $\phi(x, y)$, $D(x, y)$ が滑らかで近傍点 $\{(x_i, y_i)\}_{i=1}^M$ を点 (x, y) の十分近くから取れば、近似的に満たされる。このとき、式 (18) ~ (20) より $b_d(x_i, y_i)$, $b_c(x_i, y_i)$, $b_s(x_i, y_i)$ も定数となる。以上より点 (x, y) の近傍点 $\{(x_i, y_i)\}_{i=1}^M$ における局所モデル $g(x_i, y_i)$ は次のように表現できる。

$$g(x_i, y_i) = b_d + b_c \cos(2\pi f_x x_i + 2\pi f_y y_i) - b_s \sin(2\pi f_x x_i + 2\pi f_y y_i) \quad (21)$$

ただし、

$$b_d = a_{\text{ref}}^2 + r \quad (22)$$

$$b_c = p \cos \phi + q \sin \phi \quad (23)$$

$$b_s = p \sin \phi + q \cos \phi \quad (24)$$

r, p, q は $r(x, y), p(x, y), q(x, y)$ に含まれる $D(x, y)$ を D に置き換えたものである．

式 (21) には未知の空間的キャリア周波数 f_x, f_y が含まれている．空間的キャリア周波数は参照鏡の傾きから決まる定数であり，適当な方法によって推定値 $\hat{f}_x, \hat{f}_y$ を求めることができる．例えば，試料の平坦な部分では干渉縞の周波数と空間的キャリア数が一致していることを用いればよい¹²⁾．

以上により，式 (21) で未知なのは b_d, b_c, b_s だけとなった．ここでは，これらの値を最小二乗法を用いて推定する．

$$\begin{pmatrix} \hat{b}_d \\ \hat{b}_c \\ \hat{b}_s \end{pmatrix} = \underset{(b_d, b_c, b_s)}{\operatorname{argmin}} \sum_{i=1}^M \left[b_d + b_c \varphi_c(x_i, y_i) + b_s \varphi_s(x_i, y_i) - g_i \right]^2 \quad (25)$$

ただし，

$$\begin{cases} \varphi_c(x, y) = \cos(2\pi \hat{f}_x x + 2\pi \hat{f}_y y) \\ \varphi_s(x, y) = -\sin(2\pi \hat{f}_x x + 2\pi \hat{f}_y y) \end{cases} \quad (26)$$

であり， g_i は $g(x_i, y_i)$ の観測値である．式 (25) はパラメータに関して線形な最小二乗問題であり，解は次式で解析的に求められる．

$$(\hat{b}_d, \hat{b}_c, \hat{b}_s)^\top = (\mathbf{A}^\top \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^\top \mathbf{g}$$

ただし， $^\top$ は転置行列を表し，

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & \varphi_c(x_1, y_1) & \varphi_s(x_1, y_1) \\ 1 & \varphi_c(x_2, y_2) & \varphi_s(x_2, y_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \varphi_c(x_M, y_M) & \varphi_s(x_M, y_M) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{g} = \begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_M \end{pmatrix}$$

である．以上により，点 (x, y) における $b_d(x, y)$ ， $b_c(x, y)$ ， $b_s(x, y)$ は，点 (x, y) の近傍点での干渉縞画像から推定できることが示された．

4 膜厚 $D(x, y)$ と表面形状 $\phi(x, y)$ の推定

次に， b_d, b_c, b_s の値から膜厚 D と表面の高さ h を求める方法を説明する．ここでは，以下の手順によって膜厚および表面形状を求める．

- (i) b_d, b_c, b_s から参照光強度 g_{ref} と物体光強度 g_{obj} を求める．
- (ii) $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ から透明膜に覆われた部分の膜厚 D を求める．
- (iii) 膜厚 D と b_c, b_s から表面形状 ϕ を求める．

4.1 $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ の決定

式 (22) ~ (24) および補題 2 から, b_d, b_c, b_s と注目点での参照光の強度 g_{ref} , および, 物体光の強度 g_{obj} には次の関係式が成立していることが分かる.

$$b_d = g_{\text{ref}} + g_{\text{obj}}, \quad b_c^2 + b_s^2 = 4g_{\text{ref}}g_{\text{obj}}$$

したがって, 2 次方程式の解と係数の関係式から, $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ は ξ に関する 2 次方程式

$$4\xi^2 - 4b_d\xi + b_c^2 + b_s^2 = 0$$

の 2 解になっている. よって $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ は

$$\xi = \frac{b_d \pm \sqrt{b_d^2 - (b_c^2 + b_s^2)}}{2}$$

により求めることができる. ただし, この式からでは + と - のうち, どちらが g_{ref} でどちらが g_{obj} なのか決定できない.

g_{ref} と g_{obj} は, これらの大小関係から次のようにして決定できる. 補題 2 から分かるように, g_{ref} は常に一定値をとり, g_{obj} は表面形状 ϕ にはよらず膜厚 D のみに依存する. よって, 例えば $g_{\text{ref}} > \max_D g_{\text{obj}}$ のときは + の方が g_{ref} , - の方が g_{obj} と決定でき, 逆に $g_{\text{ref}} < \min_D g_{\text{obj}}$ のときは - の方が g_{ref} , + の方が g_{obj} と決定できる. この考え方をもとに装置係数と試料係数の値で場合分けすることにより, 以下の定理が得られる.

定理 2 ($g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ の分離抽出)

(a) $\rho_1 < 0$ の場合:

$$|\eta_e| \geq -\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1}$$

なる関係が成立するとき, $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ は,

$$\begin{cases} g_{\text{ref}} = \frac{1}{2} \left(b_d + \sqrt{b_d^2 - (b_c^2 + b_s^2)} \right) \\ g_{\text{obj}} = \frac{1}{2} \left(b_d - \sqrt{b_d^2 - (b_c^2 + b_s^2)} \right) \end{cases} \quad (27)$$

によって求めることができる. また

$$|\eta_e| \leq \left| \frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1} \right|$$

なる関係が成立するとき, $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ は,

$$\begin{cases} g_{\text{ref}} = \frac{1}{2} \left(b_d - \sqrt{b_d^2 - (b_c^2 + b_s^2)} \right) \\ g_{\text{obj}} = \frac{1}{2} \left(b_d + \sqrt{b_d^2 - (b_c^2 + b_s^2)} \right) \end{cases} \quad (28)$$

によって求めることができる.

(b) $\rho_1 > 0$ の場合:

$$|\eta_e| \geq \left| \frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1} \right|$$

なる関係が成立するとき, $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ は式 (27) によって求めることができる. また

$$|\eta_e| \leq -\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1}$$

なる関係が成立するとき, $g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ は式 (28) によって求めることができる.

4.2 膜厚 D の決定

$g_{\text{ref}}, g_{\text{obj}}$ が求まれば, 補題 2 を用いて D を求めることができる. 式 (16) を $\cos(2kn_1D)$ について解くと,

$$\cos(2kn_1D) = \frac{(1 + \rho_1^2)g_{\text{obj}} - (a_0^2 + (\rho_1 a_0 - a_1)^2)}{2\rho_1 g_{\text{obj}} - 2a_0(\rho_1 a_0 - a_1)} \quad (29)$$

が得られる. また, $\rho_1 = -\rho_{01}\rho_{12}$ と式 (11), (8) より

$$a_0 = (\tau_{\text{BS}}^2 a) \rho_{01}, \quad a_1 = (\tau_{\text{BS}}^2 a) (\rho_{12} + \rho_1 \rho_{01}) \quad (30)$$

が得られる. 上式には, 観測画像からは推定できない光源の振幅 a が含まれているので, 式 (11) と補題 2 から得られる

$$a^2 = \frac{a_{\text{ref}}^2}{\rho_{\text{BS}}^4 \rho_{\text{ref}}^2} = \frac{g_{\text{ref}}}{\rho_{\text{BS}}^4 \rho_{\text{ref}}^2} \quad (31)$$

という関係を用いて a を消去することにする. これにより次の定理が得られる.

定理 3 (膜厚 D の決定) 膜厚 D は次式で求めることができる.

$$D = \frac{\lambda}{4\pi n_1} (\sigma \arccos \alpha + 2m_d \pi) \quad (32)$$

ただし, σ は $+1$ または -1 , m_d はある整数, α は

$$\alpha = \frac{(1 + \rho_1^2)\eta_e^2 g_{\text{obj}} - (\rho_{12}^2 + \rho_{01}^2)g_{\text{ref}}}{2\rho_1 \eta_e^2 g_{\text{obj}} - 2\rho_1 g_{\text{ref}}} \quad (33)$$

である. $\arccos$ は $[0, \pi)$ の値をとる.

$\cos$ 関数の周期性から D には周期 $\pi/(2kn_1) = \lambda/(4n_1)$ の不確定性が残る. しかし, 例えば膜厚 D が $\lambda/(4n_1)$ 未満であることが分かっているならば, $\sigma = 1$, $m_d = 0$ と定めることができる.

4.3 表面形状 ϕ の決定

ここまでで D の値が求められた．この値を式 (23), (24) に代入すれば， $\cos \phi$ と $\sin \phi$ に関する連立方程式が得られる．これを解くことにより次の定理が得られる．

定理 4 (表面形状 ϕ の決定) 表面形状 ϕ は次式で求めることができる．

$$\phi = \arctan\left(\beta b_c - \sigma \gamma b_s, \beta b_s + \sigma \gamma b_c\right) + 2m_h \pi \quad (34)$$

ただし， $\arctan(x, y)$ は，

$$\cos \theta = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad \sin \theta = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

を満たす $\theta \in [0, 2\pi)$ を返す関数である．また， m_h はある整数， σ は D の決定に用いた $+1$ または -1 の値であり，

$$\begin{cases} \beta = \rho_1 \rho_{12} - \rho_{01} + (\rho_1 \rho_{01} - \rho_{12}) \alpha \\ \gamma = (-\rho_{12} - \rho_1 \rho_{01}) \sqrt{1 - \alpha^2} \\ \alpha = \cos(2kn_1 D) \end{cases} \quad (35)$$

である．

三角関数の周期性から表面形状には周期 $(1/2k) \cdot 2\pi = \lambda/2$ の不確定性がある．これは例えば位相接続アルゴリズム¹³⁾によって決定すればよい．

5 測定例

市販の表面形状測定装置 SP-500 に中心波長 $\lambda = 627\text{nm}$ の LED 光源を装着し，本論文で提案した手法を実装した (図 2)．傾斜膜厚の酸化膜で覆われた Si ウェハの 0.23mm 四方の領域 (図 3) を 5 倍の対物レンズを用いて 150×150 画素で撮像した．試料係数，装置係数の値は文献¹²⁾で得られている値を用いた．

提案法を用いて表面高さと膜厚を求めた結果を図 4 に示す．復元結果はメディアンフィルタを適用して滑らかにしてある．図 4 (a)(b) は試料表面がおおよそ水平になるように空間的キャリア周波数を設定した場合の測定結果である．一方，図 4 (c)(d) は空間的キャリア周波数の設定値を変更した場合の測定結果である．これは，試料を傾けて設置した場合に対応している．図 4 (b)(d) から，膜厚は試料の傾きによらず同じ結果が得られていることが分かる．これにより，表面の傾斜とは独立に膜厚分布と表面形状が同時に測定出来ることが確認できる．

さらに，膜厚測定の精度を確認するために，Mikropack 社製の膜厚が既知である試料を同様の条件で測定した．この試料も酸化膜で覆われた Si ウェハであり，データシートに記載されている公称膜厚は 102.71nm である．膜厚の測定結果を図 5 に示す．測定した領域内の膜厚の平均値は 96.60nm であり，標準偏差は 1.61nm であった．

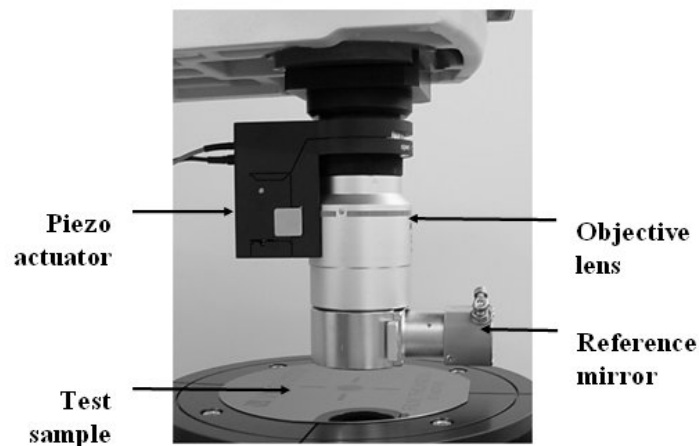


図 2: Photograph of a surface profiler SP-500

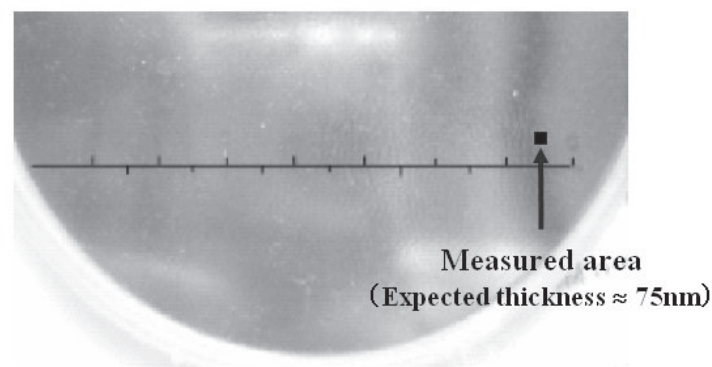


図 3: Sloped wafer sample to be measured

6 まとめと今後の展開

本論文では，1枚の干渉縞画像から膜厚，膜の表面形状，膜裏面の形状を同時に測定することができる手法を提案した．提案手法は，複数枚の画像が必要な従来の方法に比べ，外部からの振動に頑健であり，また高速である．

提案法のアルゴリズムは，大きく分けて係数 b_d, b_c, b_s を推定する前半部分と，これらの係数を用いて膜厚 D と表面形状 ϕ を求める後半部分の二つの要素技術からなっている．

前半部分では，モデルに含まれる係数を決定する方法を与えた．文献⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾で提案された局所モデル適合法は，試料が膜に覆われていない場合に対して，モデルに含まれる係数を決定する手法であると解釈できる．本論文では，この手法の考え方を試料表面が透明膜に覆われている場合に拡張し，膜がある場合でもモデルに含まれる係数を同様に決定できることを示した．定理 1 で示したように，透明膜の有無は係数の中身に反映されており，

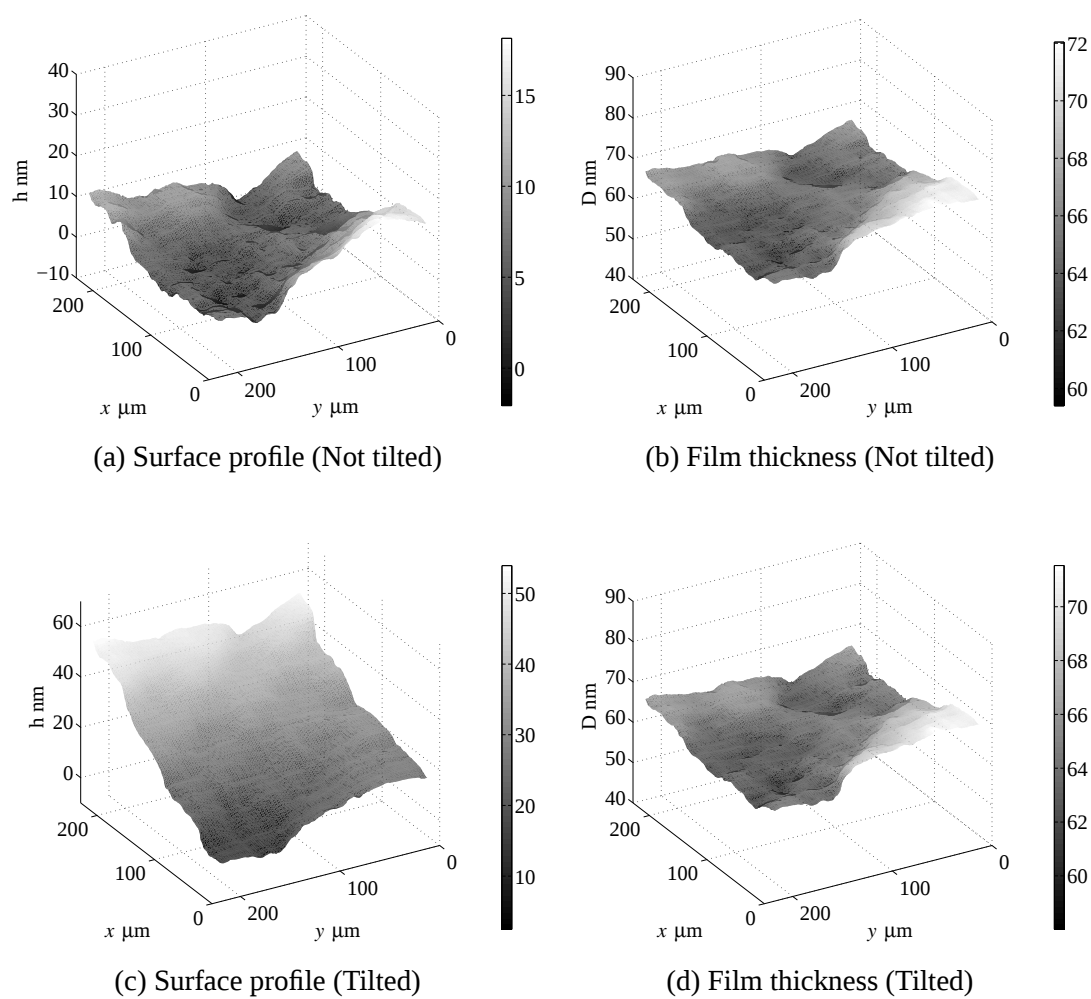


図 4: Experimental results of sloped wafer sample

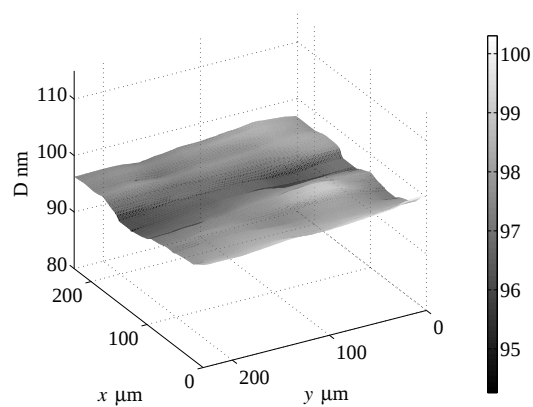


図 5: Experimental result of Mikropack wafer sample

式 (17) そのものは膜で覆われていない場合とまったく同じ形式である．したがって，今後，たとえば膜が多層になった場合やその他の要因を考慮することによって理論モデルに変更を加えた場合でも，式 (17) と同じ表現形式で表すことさえできれば，局所モデル適合法の考え方に基づいてワンショット測定法を構築できると考えられる．

後半部分では，前半部分で求めた係数から膜厚と表面の形状が求められることを示した．文献⁽⁴⁾⁽⁵⁾で提案された物体光・参照光分離法では，位相シフト法によって推定されたモデル係数の値を用いて膜厚と表面形状を求めている．本論文では，この手法の考え方を局所モデル適合法と組み合わせることにより，膜厚と表面形状のワンショット同時測定が可能となった．

付録

A 補題 1 の証明

本証明では，式が煩雑になるのを避けるために， $D(x, y)$, $T_{\text{ref}}(x, y)$, $T_j(x, y)$, $T_0(x, y)$, $T_1(x, y)$, $T_D(x, y)$ の (x, y) ，および， $\psi_{\text{obj}}(x, y, t)$ の (x, y, t) を省略する．

式 (12) で定義される ψ_{obj} は次のように変形できる．

$$\begin{aligned}
 \psi_{\text{obj}} &= \sum_{j=0}^{\infty} a_j \cos(ck(t - T_j)) \\
 &= a_0 \cos(ck(t - T_0)) + a_1 \sum_{j=1}^{\infty} \rho_1^{j-1} \cos(ck(t - T_1 - (j-1)T_D)) \\
 &= a_0 \cos(ck(t - T_0)) + a_1 \sum_{j=0}^{\infty} \rho_1^j \cos(ck(t - T_1 - jT_D)) \\
 &= a_0 \cos(ck(t - T_0)) + a_1 \left\{ \cos(ck(t - T_1)) \sum_{j=0}^{\infty} \rho_1^j \cos(jckT_D) \right. \\
 &\quad \left. + \sin(ck(t - T_1)) \sum_{j=0}^{\infty} \rho_1^j \sin(jckT_D) \right\} \tag{36}
 \end{aligned}$$

ところで，一般に $|v| < 1$ のとき，

$$\begin{cases} \sum_{j=0}^{\infty} v^j \cos(jx) = \frac{1 - v \cos x}{1 - 2v \cos x + v^2} \\ \sum_{j=0}^{\infty} v^j \sin(jx) = \frac{v \sin x}{1 - 2v \cos x + v^2} \end{cases} \tag{37}$$

なる関係が成立する．透明膜内 1 往復あたりの減衰係数である ρ_1 は， $|\rho_1| < 1$ であるから，式 (37) を式 (36) に適用することができる．また，式 (5) より $ckT_D = 2kn_1D$ であるから，式 (37) の分母に対応する量を ζ^{-1} は，

$$\begin{aligned}\zeta^{-1} &= 1 - 2\rho_1 \cos(ckT_D) + \rho_1^2 \\ &= 1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1D)\end{aligned}\quad (38)$$

と表すことができ， ψ_{obj} は，

$$\begin{aligned}\psi_{\text{obj}} &= a_0 \cos(ck(t - T_0)) + \zeta a_1 \left\{ (1 - \rho_1 \cos(ckT_D)) \cos(ck(t - T_1)) \right. \\ &\quad \left. + \rho_1 \sin(ckT_D) \sin(ck(t - T_1)) \right\}\end{aligned}\quad (39)$$

と表現できる．さらに $T_1 - T_D = T_0$ を用いて式を整理すれば，

$$\begin{aligned}\psi_{\text{obj}} &= a_0 \cos(ck(t - T_0)) + \zeta a_1 \left\{ \cos(ck(t - T_1)) - \rho_1 \cos(ck(t - T_0)) \right\} \\ &= \left\{ a_0 \cos(ckT_0) + \zeta a_1 (\cos(ckT_1) - \rho_1 \cos(ckT_0)) \right\} \cos(ckt) \\ &\quad + \left\{ a_0 \sin(ckT_0) + \zeta a_1 (\sin(ckT_1) - \rho_1 \sin(ckT_0)) \right\} \sin(ckt)\end{aligned}$$

が得られ，式 (13) が成立する．□

B 補題 2 の証明

式 (15) は式 (10) より明らかなので，ここでは式 (16) だけを証明する．以下，表記を簡単にするため (x, y) の関数であることを表す (x, y) を省略する．

式 (6) より $T_1 - T_0 = T_D$ が，式 (5) より $ckT_D = 2kn_1D$ がそれぞれ成り立つ．これらと式 (13)，(14)，(38) を用いれば，

$$\begin{aligned}g_{\text{obj}} &= \mu_c^2 + \mu_s^2 \\ &= \left\{ a_0 \cos(ckT_0) + \zeta a_1 (\cos(ckT_1) - \rho_1 \cos(ckT_0)) \right\}^2 \\ &\quad + \left\{ a_0 \sin(ckT_0) + \zeta a_1 (\sin(ckT_1) - \rho_1 \sin(ckT_0)) \right\}^2 \\ &= a_0^2 + 2\zeta a_0 a_1 (\cos(ck(T_1 - T_0)) - \rho_1) + (\zeta a_1)^2 (1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(ck(T_1 - T_0))) \\ &= a_0^2 + \zeta \left(a_1^2 - 2\rho_1 a_0 a_1 + 2a_0 a_1 \cos(2kn_1D) \right)\end{aligned}$$

が得られ，式 (16) が成立する．□

C 定理 1 の証明

ここでも表記を簡単にするために, (x, y, t) の関数であることを表す (x, y, t) を省略する. CCD カメラに到達する干渉光を ψ で表せば, 式 (10), (13) より,

$$\begin{aligned}\psi &= \psi_{\text{ref}} + \psi_{\text{obj}} \\ &= \left(a_{\text{ref}} \cos(ckT_{\text{ref}}) + \mu_c \right) \cos(ckt) + \left(a_{\text{ref}} \sin(ckT_{\text{ref}}) + \mu_s \right) \sin(ckt)\end{aligned}$$

と表現できる. したがって ψ の強度 g は,

$$\begin{aligned}g &= \left(a_{\text{ref}} \cos(ckT_{\text{ref}}) + \mu_c \right)^2 + \left(a_{\text{ref}} \sin(ckT_{\text{ref}}) + \mu_s \right)^2 \\ &= a_{\text{ref}}^2 + (\mu_c^2 + \mu_s^2) + 2a_{\text{ref}} \left(\mu_c \cos(ckT_{\text{ref}}) + \mu_s \sin(ckT_{\text{ref}}) \right)\end{aligned}$$

で与えられる. ここで,

$$b_d = a_{\text{ref}}^2 + (\mu_c^2 + \mu_s^2)$$

と定義すれば,

$$\begin{aligned}b_d &= g_{\text{ref}} + g_{\text{obj}} \\ &= a_{\text{ref}}^2 + a_0^2 + \frac{a_1^2 - 2\rho_1 a_0 a_1 + 2a_0 a_1 \cos(2kn_1 D)}{1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1 D)}\end{aligned}$$

と表現でき, 式 (14) を用いれば,

$$\begin{aligned}g &= b_d + 2a_{\text{ref}} \left\{ a_0 \cos(ck(T_0 - T_{\text{ref}})) \right. \\ &\quad \left. + \zeta a_1 \left(\cos(ck(T_1 - T_{\text{ref}})) - \rho_1 \cos(ck(T_0 - T_{\text{ref}})) \right) \right\}\end{aligned}$$

が得られる. さらに, 式 (6) より得られる

$$T_0 - T_{\text{ref}} = T_d - T_\delta, \quad T_1 - T_{\text{ref}} = T_d - T_\delta + T_D$$

という関係を用いれば, g は次式のように表現できる.

$$\begin{aligned}g &= b_d + 2a_{\text{ref}} \left\{ (a_0 - \zeta a_1 \rho_1) \cos(ck(T_d - T_\delta)) + \zeta a_1 \cos(ck(T_d - T_\delta + T_D)) \right\} \\ &= b_d + 2a_{\text{ref}} \left\{ (a_0 - \zeta a_1 \rho_1 + \zeta a_1 \cos(ckT_D)) \cos(ck(T_d - T_\delta)) \right. \\ &\quad \left. - \zeta a_1 \sin(ckT_d) \sin(ck(T_d - T_\delta)) \right\}\end{aligned}$$

式 (3), (4) より

$$ck(T_d - T_\delta) = -\phi - (2\pi f_x x + 2\pi f_y y)$$

が成り立つことを用いると，

$$g = b_d + 2a_{\text{ref}} \left\{ \left(a_0 - \zeta a_1 (\rho_1 - \cos(2kn_1 D)) \right) \cos(\phi + 2\pi f_x x + 2\pi f_y y) + \zeta a_1 \sin(2kn_1 D) \sin(\phi + 2\pi f_x x + 2\pi f_y y) \right\}$$

が得られる．ここで，

$$\begin{aligned} b_c &= \left(a_0 - \zeta a_1 (\rho_1 - \cos(2kn_1 D)) \right) \cos \phi + \zeta a_1 \sin(2kn_1 D) \sin \phi \\ b_s &= - \left(a_0 - \zeta a_1 (\rho_1 - \cos(2kn_1 D)) \right) \sin \phi - \zeta a_1 \sin(2kn_1 D) \cos \phi \end{aligned}$$

と定義すれば，

$$g = b_d + b_c \cos(2\pi f_x x + 2\pi f_y y) + b_s \sin(2\pi f_x x + 2\pi f_y y)$$

が得られ，定理 1 が成立する．□

D 定理 2 の証明

式 (15)，(11)，(9) より参照光強度 g_{ref} は

$$g_{\text{ref}} = (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 \eta_e^2 \quad (40)$$

と表される．ここで，表記を簡単にするために，

$$x = \cos(2kn_1 D), \quad u(x) = \frac{b_1 x + b_2}{b_3 x + b_4} \quad (41)$$

とおく．ただし，

$$\begin{cases} b_1 = 2a_0 a_1 \\ b_2 = a_1^2 - 2\rho_1 a_0 a_1 \\ b_3 = -2\rho_1 \\ b_4 = 1 + \rho_1^2 \end{cases} \quad (42)$$

このとき，式 (16) より物体光強度 g_{obj} は

$$g_{\text{obj}} = a_0^2 + u(x)$$

と表される．次に， $u(x)$ の区間 $[-1, 1]$ における最大値，最小値を調べる． $u(x)$ の分母が零になる x を x_0 で表せば，式 (41)，(42) より，

$$x_0 = -\frac{b_4}{b_3} = \frac{1}{2} \left(\rho_1 + \frac{1}{\rho_1} \right)$$

が得られる．これより，

$$\begin{cases} x_0 < -1 & (\rho_1 < 0 \text{ のとき}) \\ x_0 > 1 & (\rho_1 > 0 \text{ のとき}) \end{cases}$$

が成り立つことがわかり， $x_0 \notin [-1, 1]$ が示された．したがって， $u(x)$ は区間 $[-1, 1]$ で単調な関数であり，最大値と最小値はその両端で達成される．式 (41)，(42)，(30) より，

$$a_0^2 + u(1) = \left(a_0 + \frac{a_1}{1 - \rho_1}\right)^2 = (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 \left(\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1}\right)^2 \quad (43)$$

が成り立つ．同様に式 (41)，(42)，(30) より，

$$a_0^2 + u(-1) = \left(a_0 - \frac{a_1}{1 + \rho_1}\right)^2 = (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 \left(\frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1}\right)^2 \quad (44)$$

が成り立つ．式 (43)，(44) より， $a_0^2 + u(1)$ と $a_0^2 + u(-1)$ の大小関係は， $((\rho_{01} + \rho_{12})/(1 - \rho_1))^2$ と $((\rho_{01} - \rho_{12})/(1 + \rho_1))^2$ の大小関係と一致し，また，次の関係が成り立つ．

$$\left(\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1}\right)^2 - \left(\frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1}\right)^2 = \frac{-4\rho_1(1 - \rho_{01})(1 - \rho_{12})}{(1 - \rho_1)^2(1 + \rho_1)^2}$$

式 (7) と

$$1 < n_1, \quad 1 < n_2, \quad n_1 \neq n_2$$

より

$$-1 < \rho_{01} < 0, \quad 0 < |\rho_{12}| < 1$$

であるから，

$$(1 - \rho_{01})(1 - \rho_{12}) > 0$$

が成り立ち，

$$\begin{cases} \rho_1 < 0 & \Leftrightarrow \left(\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1}\right)^2 > \left(\frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1}\right)^2 \\ \rho_1 > 0 & \Leftrightarrow \left(\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1}\right)^2 < \left(\frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1}\right)^2 \end{cases}$$

が得られる． $\rho_1 < 0$ の場合，式 (43)，(44) より，

$$\begin{cases} \max_D g_{\text{obj}} = (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 \left(\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1}\right)^2 \\ \min_D g_{\text{obj}} = (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 \left(\frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1}\right)^2 \end{cases} \quad (45)$$

が成り立つ．式 (45) , (40) より , 定理 2 の (a) が成立する．一方 , $\rho_1 > 0$ の場合 , 式 (43) , (44) より ,

$$\begin{cases} \max_D g_{\text{obj}} = (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 \left(\frac{\rho_{01} - \rho_{12}}{1 + \rho_1} \right)^2 \\ \min_D g_{\text{obj}} = (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 \left(\frac{\rho_{01} + \rho_{12}}{1 - \rho_1} \right)^2 \end{cases} \quad (46)$$

が成り立つ．式 (46) , (40) より , 定理 2 の (b) が成立する．□

E 定理 3 の証明

式 (29) に式 (30) を代入すれば ,

$$\cos(2kn_1 D) = \frac{(1 + \rho_1^2)g_{\text{obj}} - (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 c_2}{2\rho_1 g_{\text{obj}} - (\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 c_4}$$

が得られる．式 (31) と式 (9) の装置係数 η_e を用いれば ,

$$(\tau_{\text{BS}}^2 a)^2 = \eta_e^{-2} g_{\text{ref}}$$

が成り立つ．これを式 (29) に代入すれば , 式 (33) より ,

$$\cos(2kn_1 D) = \alpha$$

が成り立つ．これを D について解けば ,

$$D = \frac{1}{2kn_1} (\text{sgn}(\sin 2kn_1 D) \arccos \alpha + 2m_d \pi)$$

が得られ ,

$$\sigma = \text{sgn}(\sin 2kn_1 D)$$

とおき , $k = 2\pi/\lambda$ を用いれば , 式 (32) が得られる．□

F 定理 4 の証明

D がすでに分かっているので , 式 (23) , (24) を $\cos \phi$, $\sin \phi$ に関する連立一次方程式とみなして解けば ,

$$\begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix} = \frac{1}{p^2 + q^2} \begin{pmatrix} p & -q \\ q & p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_c \\ b_s \end{pmatrix} \quad (47)$$

が得られる．ここで，式 (38) , (30) , (11) を用いれば，

$$\begin{aligned}\zeta^{-1}p &= -2\rho_{\text{ref}}(\rho_{\text{BS}}\tau_{\text{BS}}a)^2 \left((\rho_1\rho_{12} - \rho_{01}) + (\rho_1\rho_{01} - \rho_{12}) \cos(2kn_1D) \right) \\ \zeta^{-1}q &= -2\rho_{\text{ref}}(\rho_{\text{BS}}\tau_{\text{BS}}a)^2 \left((-\rho_{12} - \rho_1\rho_{01}) \sin(2kn_1D) \right)\end{aligned}$$

が得られる．また，定理 3 より，

$$\cos(2kn_1D) = \alpha, \quad \sin(2kn_1D) = \sigma\sqrt{1-\alpha^2}$$

が成り立ち，式 (35) より式 (47) は次のように変形できる．

$$\begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix} = \frac{-2\zeta\rho_{\text{ref}}(\rho_{\text{BS}}\tau_{\text{BS}}a)^2}{p^2 + q^2} \begin{pmatrix} \beta & -\sigma\gamma \\ \sigma\gamma & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_c \\ b_s \end{pmatrix} \quad (48)$$

ここで，参照鏡の反射係数 ρ_{ref} は負であることと，

$$\zeta^{-1} = 1 + \rho_1^2 - 2\rho_1 \cos(2kn_1D) \geq (1 - \rho_1 \cos(2kn_1D))^2 > 0$$

が成り立つことから，式 (48) において，

$$\frac{-2\zeta\rho_{\text{ref}}(\rho_{\text{BS}}\tau_{\text{BS}}a)^2}{p^2 + q^2} > 0 \quad (49)$$

が成り立つ．従って， $\cos \phi$, $\sin \phi$ と $\beta b_c - \sigma\gamma b_s$, $\beta b_s + \sigma\gamma b_c$ の符号は一致する．以上より，定理 4 が成り立つ．□

参考文献

- [1] S.-W. Kim and G.-H. Kim. Thickness-profile measurement of transparent thin-film layers by white-light scanning interferometry. *Applied Optics*, 38, (1999), 5968–5973.
- [2] 北川克一. 白色光干渉法による透明膜の形状・膜厚同時測定. 第 20 回センシングフォーラム資料, (2003), 169–172.
- [3] H. Akiyama, O. Sasaki, and T. Suzuki. Sinusoidal wavelength-scanning interferometer using an acousto-optic tunable filter for measurement of thickness and surface profile of a thin film. *Optics Express*, 13, 25, (2005), 10066–10074.
- [4] 小川英光, 中野渡祥裕, 北川克一, 杉山将. 位相シフト法による透明膜に覆われた物体の 3 次元形状測定. 2004 JSPE Autumn Meeting, (2004), 1125–1126. N73.
- [5] 小川英光, 中野渡祥裕, 北川克一, 杉山将, 内藤卓人. 単色光干渉法による透明膜に覆われた物体の膜厚と表面形状の同時測定. 計測自動制御学会論文集, 45, 2, (2009), 73–82.

- [6] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72, (1982), 156–160.
- [7] S. Toyooka and M. Tominaga. Spatial fringe scanning for optical phase measurement. *Optics Communications*, 51, (1984), 68–70.
- [8] K. H. Womack. Interferometric phase measurement using spatial synchronous detection. *Optical engineering*, 23, (1984), 391–395.
- [9] M. Sugiyama, H. Ogawa, K. Kitagawa, and K. Suzuki. Single-shot surface profiling by local model fitting. *Applied Optics*, 45, 31, (2006), 7999–8005.
- [10] 杉山将, 松坂拓哉, 小川英光, 北川克一, 鈴木一嘉. 急峻な段差を持つ表面のワンショット形状計測法. 2007 JSPE Spring Meeting, (2007), 585–586.
- [11] 谷田貝豊彦. 応用光学 - 光計測入門, 第2章. 丸善, 第2版, (2005), 20–22.
- [12] 北川克一. 位相シフト法による透明膜に覆われた表面の3次元形状測定装置開発. 2005 JSPE Spring Meeting, (2005), 377–378.
- [13] M. Takeda and T. Abe. Phase unwrapping by a maximum cross-amplitude spanning tree algorithm: A comparative study. *Optical Engineering*, 35, 8, (1996), 2345–2351.