



## トルボット干渉計による非球面形状測定法

西村 哲也・石黒 敬三・横関 俊介

大阪大学工学部応用物理学教室 〒565 吹田市山田丘 2-1

(1985年6月22日受理)

### Measurement of Aspheric Surfaces Using Talbot Interferometer

Tetsuya NISHIMURA, Keizo ISHIGURO and Shunsuke YOKOZEKI

Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Osaka University,  
2-1, Yamadaoka, Suita 565

An interferometric measurement of the aspheric surfaces, which depart large from the spheres, is described. At the observation plane of Talbot interferometer, a moire fringe pattern is observed as contour lines of inclination of wavefront. The function of the test surface is estimated from this pattern by the ray trace and recursive method. This method is confirmed by computer simulation and experiment. And, the accuracy of an estimated function is limited by the measuring precision of values of optical arrangement. So we suggest one of method for improving it, and confirm that the accuracy of the estimated function is risen. By this measurement using Talbot interferometer, the aspheric surfaces can be measured absolutely and properly.

#### 1. はじめに

近年の加工技術の進歩により、非球面光学素子が利用されることが増してきている。球面のレンズやミラーを非球面のそれに置き換えることにより、収差の低減や光学素子の簡単化・軽量化ならびに光学機器の精度向上などが行なわれている。とくに、最近では球面からの偏差が大きな非球面が利用されるようになってきている。このような非球面の形状を計測するには、非接触で高精度の測定法が求められている。それには、光学的な測定法が適していると思われる。非球面のヌルテスト法としては、計算機プログラムを使った干渉計測法が知られている。この計測法では非球面原器の形状がわかっていなければならない。いま、求められているのは、非球面原器の形状がわかっていなくて行なえる形状計測法である。また、非球面原器の大体の形状が推定できた場合でも、非球面の球面からの偏差が非常に大きい場合には、計算機プログラムを作製することが困難である。

球面からの偏差の大きい非球面の形状を非接触で高精度に測定する方法が、これまでいくつか提案されている。その一つは、光の直進性と反射の法則を利用したもので<sup>1,2)</sup>、この方法では被測定面上の一点一点のデータを

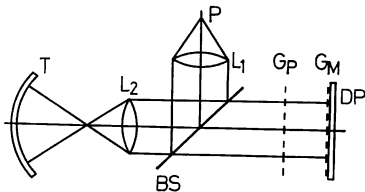
とっていかなければならない。このことは、コンピュータによって自動化すれば欠点とはならない。他の例は、光学式プローブをそなえた超精密三次元測定機による方法である。この方法ではレーザー干渉測長法によって変位の測定が行なわれている<sup>3,4)</sup>。干渉計による非球面形状の測定も検討されている。球面からの偏差が大きい非球面を被測定面としてフィゾー干渉計やトワイマン・グリーン干渉計などにセットして干渉縞ができるだけ粗くなるように調整しても、干渉縞を読み取るのに十分なだけ粗くすることはできない。したがって、これらの干渉計は、非球面の形状測定には利用できないものと考えられていた。しかし、非球面への入射球面波の波面と非球面の一部とが接するように非球面の位置を調整すれば、この接した部分の周辺だけは干渉縞が粗くなる。そして、非球面の位置を光軸に沿って移動していくと、この干渉縞の粗い部分が光軸に直角な方向に移動する。この現象を利用した非球面形状測定法が開発されている<sup>5,6)</sup>。ほかに、感度が可変であるシアリング干渉計を用いた非球面の形状測定法が報告されている<sup>7)</sup>。トルボット干渉計<sup>8)</sup>は、シアリング干渉計の一種なので非球面の形状測定が可能である<sup>9)</sup>。トルボット干渉計による非球面形状測定法の原理の解明や形状の求め方、精度を向上させる方法を

検討したのでその結果をまとめて報告する<sup>10,11)</sup>。

## 2. 測定原理

測定に用いる光学系を **Fig. 1** に示す。格子  $G_P$ ,  $G_M$  でトルボット干渉計を構成し、格子  $G_M$  の直後に拡散板 DP を置いて発生するモアレ縞の観測をしやすいとする。また、非球面である被測定面 T は光軸に沿って平行移動できるようになっており、この移動によっても観測面上で観測される縞の数を調整できるようになっている。

波長  $\lambda$  の単色点光源 P から出た光波は、コリメータレンズ  $L_1$  により平行平面波にされる。このコリメーションテストは、**Fig. 1** の光学系においてビームスプリッター BS の向きを 90 度回転してコリメートされた光束を直接トルボット干渉計  $G_P$ ,  $G_M$  に入射して行なう<sup>12)</sup>。コリメーションが十分なされていることを確認した後、ビームスプリッター BS を **Fig. 1** のようにセットしてコリメートした光束を収束レンズ  $L_2$  に入射する。平行平面波は収束レンズ  $L_2$  を通過すると球面波になる。球面波が被測定面に達すると被測定面形状の球面波からの偏差に応じて波面収差が与えられて、反射光の波面は球面から変形したものになる。この波面収差ができるだけ小さくなるように被測定面 T の位置を決める。反射後の変形波面は、収束レンズ  $L_2$  を逆に通過することによって平面波を基準波面とした波面収差のある光波となる。これが第 1 の格子  $G_P$  に入射する。すると、トルボット効果により格子の後方  $Z_P = h \cdot d^2 / \lambda$  ( $h$  は整数) に“フーリエ像”が発生する。適当な数の適当な曲がりのあるモアレ縞がコントラストよく発生するように適当な“フーリエ像”の発生する位置の近傍に格子  $G_M$  (格子定数は  $G_P$  に同じ) を置く。ここで、格子  $G_P$ ,  $G_M$  は光軸に垂直におかれた格子定数  $d$  の直線格子とし、光軸方向に Z 軸を、観測面での“フーリエ像”の格子条に垂直および平行な方向に  $\xi, \eta$  軸をとる。光軸を軸として微小角  $\alpha$  だ



**Fig. 1** Schematic diagram for measuring aspheric surface using Talbot interferometer. P: Monochromatic point source,  $L_1$ ,  $L_2$ : Lens, BS: Beam splitter, T: Test surface,  $G_P$ : Grating of the period  $d$ ,  $G_M$ : Master grating of the same period with  $G_P$ , DP: Diffuse plate.

け格子  $G_M$  を回転するとする。観測面上での波面収差を  $W(\xi, \eta)$  とすれば、得られるモアレ縞は次のように表わせる<sup>8)</sup>。

$$\alpha = 0 \text{ のとき } \frac{\partial W(\xi, \eta)}{\partial \xi} = m \cdot \frac{d}{Z_P} \quad (1)$$

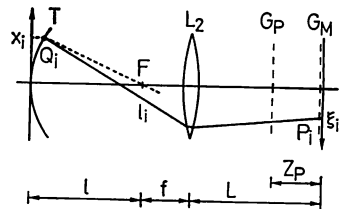
$$\alpha \neq 0 \text{ のとき } \eta = \frac{\cos \alpha - 1}{\sin \alpha} \cdot \xi + \frac{Z_P}{\sin \alpha} \cdot \frac{\partial W(\xi, \eta)}{\partial \xi} + m \cdot \frac{d}{\sin \alpha} \quad (2)$$

ここで、 $m$  は整数である。

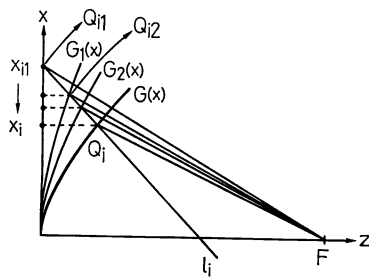
## 3. 非球面形状を表わす関数の求め方

一般には 2 次元格子などを用いて  $\xi, \eta$  方向の波面収差の一次微分  $\partial W / \partial \xi, \partial W / \partial \eta$  を求める。説明を簡明にするため、被測定面が回転対称で、半径方向 ( $\xi$  方向) の形状を求めればよい場合を考えることにする。また観測面上  $\xi$  軸上の  $n$  個の点  $P_i (i=1, 2, \dots, n)$  でデータをとる。得られた縞模様から、観測面上で光軸から  $\xi_i$  だけ離れた点  $P_i$  における波面の傾き ( $\partial W / \partial \xi_i$ ) が求まる。点  $P_i$  での波面の傾きが知れるとその点での光線の進む方向がわかるので、実際とは逆向きに観測面から被測定面へ光線追跡を行なう。その様子をかいいたのが **Fig. 2** である。この光線を  $l_i$  とする。  $l_i$  は、レンズ  $L_2$  を通過後被測定面 T へ向かい、反射の法則に従って焦点 F を通るはずである (収束レンズ  $L_2$  は入射平行光束を収差なく焦点 F に収束させることができれば十分であり、逆光線追跡の際には一般光線追跡を行なうので、被測定面 T からの反射光に対するレンズ  $L_2$  の収差は測定誤差とはならない)。

しかし、これだけの知見では光線  $l_i$  と被測定面 T との交点  $Q_i$  の座標を求めることはできない。したがって被測定面の形状を表わす関数  $g(x)$  を直接求めることはできない。**Fig. 2** の点  $Q_i$  の周辺を拡大して表わしたのが **Fig. 3** である。  $x$  軸と光線  $l_i$  の交点を  $Q_{i1}$  とし、その  $x$  座標を  $x_{i1}$  とする。点  $Q_i$  の位置を表わす座標  $x_i$



**Fig. 2** Ray trace. F: Focal point of lens  $L_2$ ,  $l$ : Distance from test surface to the focal point of lens  $L_2$ ,  $f$ : Focal length,  $L$ : Distance from lens  $L_2$  to observation plane,  $Z_P$ : Distance from grating  $G_P$  to master grating  $G_M$ .



**Fig. 3** Diagram of the recursive method for estimation of test surfaces.  $x_i$ : X-coordinates of sample point,  $x_{i1}$ : X-coordinates of projected point,  $G_1(x)$ ,  $G_2(x)$ : Estimated functions,  $G(x)$ : Function representing test surface.

の第1近似として、この  $x_{i1}$  を採用する。点  $Q_{i1}$  での光線  $l_i$  の反射光線が焦点  $F$  を通ると仮定する。この仮定と反射の法則により点  $Q_{i1}$  での反射面の傾き  $v_{i1}$  が求まる。観測面上の各測定点  $P_i (i=1, 2, \dots, n)$  について、 $x_{i1}$  と  $v_{i1}$  の値を求める。そして、各点  $x_{i1}$  における傾きがそれぞれ  $v_{i1}$  になる関数  $G_1(x)$  を次のようにして求める。

関数  $G_1(x)$  を  $n$  次の高次多項式

$$G_1(x) = a_{1,n}x^n + a_{1,n-1}x^{n-1} + \dots + a_{1,2}x^2 + a_{1,1}x \quad (3)$$

で表わす。すると

$$\frac{dG_1(x)}{dx} = n \cdot a_{1,n}x^{n-1} + (n-1) \cdot a_{1,n-1}x^{n-2} + \dots + 2a_{1,2}x + a_{1,1} \quad (4)$$

となるので、 $v_{i1} = dG_1(x_{i1})/dx$  として最小二乗法を用いて各項の係数  $a_{1,n}, \dots, a_{1,1}$  を求める。このようにして求めた関数  $G_1(x)$  が非球面の形状を表わす関数  $g(x)$  の第1近似式である。

第1近似式  $G_1(x)$  と光線  $l_i$  の交点を点  $Q_{i2}$ 、その  $x$  座標を  $x_{i2}$  とする。光線  $l_i$  が点  $Q_{i2}$  で反射して焦点  $F$  に進むと仮定して、その反射面の傾き  $v_{i2} (i=1, \dots, n)$  を求める。各点  $x_{i2}$  における傾きが  $v_{i2}$  となる関数  $G_2(x)$  を最小二乗法を用いて求める。

以上の操作を繰り返して求められる関数  $G_k(x) = a_{k,n}x^n + a_{k,n-1}x^{n-1} + \dots + a_{k,1}x$  は被測定面の形状を表わす関数  $g(x)$  に収束してゆくと思われる。収束することの数学的証明はできていない。しかし、次節に示すように限られた場合ではあるが、コンピュータによるシミュレーションによって収束することを確認してある。また、この操作の繰返しは、 $G_k(x)$  または  $x_{ik}$  の変化が設定した値よりも小さくなるまで行なう。そのときの  $G_k(x)$

を  $G(x)$  とし、 $G(x)$  を被測定面の形状関数  $g(x)$  の近似式とする。

なお、ここで述べた、 $(dG/dx)$  の値  $v_{i1}, v_{i2}, \dots$  を求めた後に最小二乗法を用いて、それぞれの関数  $G_1, G_2, \dots$  を求める方法は、文献5)の場合とまったく同じである。しかし、文献5)の場合には、 $(dG/dx)$  の値がデータから直接に求まっていて、形状近似関数を求めるたびに求め直す必要はない。ここで述べた方法では、形状関数の近似式を求めるたびに、 $(dG/dx)$  の値を求め直さなければならない。さらに、データ収集の仕方に大きな違いがある。文献5)では、光軸に平行に観測面へ入射してくる光線のみを扱い、この光線入射点の情報のみを使う。したがって、多数の測定点を得るためには、被測定面を移動させて順次得られた複数の干渉図形が必要である。それに対し、本測定法は、観測面各点での入射光波の波面収差の一次微分の値を求める。したがって、一枚の干渉図形から多数の測定点を取ることができる。

ここで述べた方法の有効性をコンピュータによるシミュレーションによって確認し、実験によって、この測定法の原理を確認した結果を以下に述べる。

#### 4. 実 験

測定原理を確認するために、まずモデルケースを設定してコンピュータシミュレーション\*1を行なった。手順は次のとおりである。

- (1) まず、被測定面の形状を表わす高次多項式  $g(x)$  を設定する。
- (2)  $g(x)$  に応じて適当な数のモアレ縞が発生するように、**Fig. 2** に示す光学系の配置に関する定数  $l, f, L, Z_p, d$  の値を与える。
- (3) 観測面上でサンプル点を取り、各点  $\xi_i$  での繰回数  $m_i$  (ここでは  $\alpha=0$  のときを考える) を計算により求める。
- (4)  $l, f, L, Z_p, d$  および各サンプル点のデータ  $\xi_i, m_i$  をもとに実際とは逆向きに光線追跡を行なう。
- (5) 反復法により、形状を表わす収束関数  $G(x)$  を求める。

モデルケースとして、関数を  $g(x) = 1.288659794 \times 10^{-3} x^2$  (焦点距離約 194 mm の放物面の断面形状) とおいた。光学系の配置に関する5種の測定量を  $l=390$  mm,  $f=190$  mm (Fナンバー 2.4),  $L=645$  mm,  $Z_p=66$

\*1 大阪大学大型計算機 ACOS-1000 を用い、計算精度 16 桁で行なった。

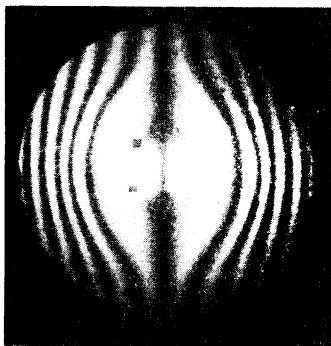
**Table 1** Results of estimated function under computer simulation. Test surface was estimated by the polynomial function:  $G(x)=Ax^4+Bx^3+Cx^2+Dx$ .

$A(\times 10^{-24})$	-6.083910981500185
$B(\times 10^{-22})$	-5.864289022606761
$C(\times 10^{-3})$	1.288659794000000
$D(\times 10^{-19})$	-8.775633589102594

mm,  $d=0.1$  mm とした. また, サンプル点は半径方向に 10 点とり, 近似関数を 4 次多項式  $G(x)=Ax^4+Bx^3+Cx^2+Dx$  で表わした. その結果を **Table 1** に示す. 反復回数は 8 回であった. また, 反復は近似関数  $G_k(x)$  のすべての係数の変化, あるいは, 各点  $Q_{ik}$  での  $x$  座標  $x_{ik}(i=1, \dots, n)$  の変化の値が  $10^{-15}$  以下になるまで行なった.

**Table 1** から明らかなように 2 次の係数は完全に一致している. さらにその他の係数は十分に小さく, 元のモデル関数をほぼ回帰できていることがわかる. 他のシミュレーション実験でも同様に良好な結果を得たので, 限られた場合ではあるが, 反復法によって形状関数に収束することがわかり, 形状を表わす関数の求め方が有効な方法であることが示された.

次に本測定法の原理を確認するために, あらかじめ形状がわかっている非球面鏡の形状を測定した. 実際に用いた非球面鏡は焦点距離の設計値が 194 mm で, 口径が約 100 mm の放物面鏡である. 得られた干渉図形 ( $\alpha=0$  のとき) を **Fig. 4** に示す. **Fig. 4** の干渉図形より観測面上での  $\xi$  軸上の各点  $\xi_i$  における波面の傾き  $\partial W/\partial \xi_i$  を求め, 3 章で述べた手順により被測定面の形状近似関数  $G(x)$  を求めた. その結果を **Table 2** に示す. ただし, 被測定面は回転対称と考慮して, 近似関数を  $G(x)=$



**Fig. 4** Interferogram for the aspheric mirror under test by the measuring method using Talbot interferometer.  $l=386.45$  mm,  $f=160$  mm,  $L=465$  mm,  $Z_F=68$  mm.

**Table 2** Results of estimated function under test. Test surface was estimated by the polynomial function:  $G(x)=Ax^4+Cx^2$ .

$A(\times 10^{-10})$	-3.7293719
$C(\times 10^{-3})$	1.2916678

$Ax^4+Cx^2$  とおいた. また, サンプル点は半径方向に 5 点とり, 計算の反復回数は 6 回であった.

**Table 2** から明らかなように, 4 次の係数は十分小さくほぼ 2 次関数であるといえる. そこで, その焦点距離を計算すると 193.5 mm となった. これは設計値にくらべ 0.5 mm の差がある. しかしこの実験では, 寄せ集めの光学系を使っているために各測定値の測定誤差が大きい. また, レンズ  $L_2$  での逆光線追跡の際には焦点距離  $f$  の値のみを使って行なった. それは, 実験の際にガラスの屈折率や曲率半径のわかったレンズを用意することができなかったためである. さらに, 与えられた被測定面の焦点距離そのものが測定値ではなく設計値であることなどを考慮すると, この差について考察することにはあまり意味がない. しかし, 放物面鏡をほぼ放物面に回帰し, 得られた焦点距離もほぼ設計値に近い値になったことなどから, 3 章で述べた測定原理が正しいことを示していると思われる. なお, 各測定値の測定誤差を小さくして, さらに, レンズ  $L_2$  のガラスの屈折率や曲率半径を用いた光線追跡を行なえば, もっと測定精度をあげることができる.

### 5. 精度を向上させる方法

形状の精度を制限する要因としては, 次に示す測定値に含まれる測定誤差がある.

- 1) 収束レンズの焦点から被測定面の中心までの距離  $l$
- 2) 収束レンズからその焦点までの距離  $f$
- 3) 収束レンズから観測面までの距離  $L$
- 4) 2 枚の格子間の距離  $Z_F$
- 5) 格子定数  $d$
- 6) モアレ縞の  $\xi$  軸上での位置  $\xi_i$
- 7) モアレ縞の次数 ( $\alpha=0$  のとき)  $m_i$

まず,  $\xi_i$  と  $m_i$  について考える.  $\xi_i$  と  $m_i$  は観測面上で得られるデータで, 測定点は適当に数多くとる. これらの誤差は偶然誤差であって, 求められる形状のばらつきとして現われる<sup>13)</sup>. いま, モアレ縞の読取りを十分精度よくしても, 測定誤差は残る. ここで, 形状を表わす収束関数を求める際に統計的処理を採用すれば, 形状のばらつきはもっと小さくできる. また, 求めた形状

の誤差を推定することもできる。

それに対し測定光学系に関する測定値  $l, f, L, Z_P, d$  に含まれる測定誤差は、形状を表わす収束関数に真の形状関数からのかたよりを与える<sup>13)</sup>。それぞれの測定誤差によって生ずるかたよりの大きさは大小あり、合成されたかたよりが測定値  $l, f, L, Z_P, d$  のうち一つの測定誤差によってほとんど決まってしまう場合がある。そして、技術上の問題から、どうしてもその測定誤差を小さくできない場合がある。こんなケースに適したかたよりを小さくする方法をここに提案する。3章で述べた方法で、ある非球面の形状を求めた場合、得られた非球面の形状や、使った光学系配置に関する測定値を使って、どの測定誤差が最も大きな形状かたよりを与えているかを計算によって知ることができる。このかたよりを小さくする方法を次に示す。

まず曲率半径が精度よくわかっている参照球面を用意する。使用した測定光学系の被測定面 T の位置に参照球面を置き、参照球面の曲率中心と収束レンズ  $L_2$  の焦点を一致させる。このとき、参照球面からの反射光波には波面収差が生じないので観測面上では、 $\alpha=0$  のときには縞が現われず、 $\alpha \neq 0$  のときには変形のない格子状のモアレ縞模様が発生する。この状態から参照球面を光軸方向に少し移動して  $\alpha=0$  のときに適当な数の縞が発生するようにする。参照球面の移動量を精度よく求めるとともに、観測面上での各点  $\xi = \xi_i$  での波面の傾き  $\partial W / \partial \xi_i$  を縞図形から求める。

いま、たとえば、 $Z_P$  以外の光学配置に関する測定値の誤差による形状のかたよりに比べて  $Z_P$  の測定誤差による形状のかたよりが非常に大きい場合を考える。そこで、形状のわかった参照球面を使って、 $Z_P$  の測定誤差を小さくすることにする。その説明図を Fig. 5 に示してある。

$Z_P$  の真値が知れていると、実際とは逆向きに観測面から光線追跡を行なうと、参照球面 S で反射された光線

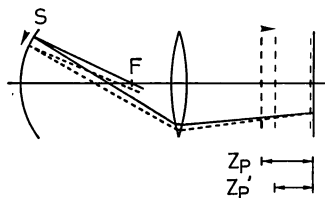


Fig. 5 Ray trace under computer simulation using a reference sphere surface S. Full line: Ray trace with the true value " $Z_P$ ," Dotted line: Ray trace with the value " $Z_P'$ " including error.

は焦点 F のごく近くを通るはずである ( $Z_P$  以外の測定誤差のために、正しい焦点位置からわずかにずれる。

Fig. 5 の実線)。そこで、誤差を含む  $Z_P$  の測定値を  $Z_P'$  とする。  $Z_P'$  をもとに光線追跡を行なうと、参照球面 S で反射された光線は焦点 F から大きく離れる (Fig. 5 の点線)。そこで、  $Z_P'$  の値を変えて反射された光線ができるだけ焦点 F の近くを通るようにする。このときの  $Z_P'$  の値を  $Z_P$  の“改良された測定値”とする。この方法では、“改良された測定値”の精度はもちろん他の測定値の精度により制限される。しかし、  $Z_P$  の測定値の精度が少しではあるが改善されることが予想される。ここでは、求めた形状関数のかたよりがほぼ  $Z_P$  の測定誤差によって与えられる場合を例にあげたが、他の光学配置に関する測定値がかたよりを決定する場合でも、同じ方法が使える。このようにして“改良された測定値”を使って、非球面の形状を求め直す。すると、得られた非球面の形状の真の形状からのかたよりは小さくなっていくものと思われる。

以上の原理を一般的に証明するのはむずかしいので、ここでは、前に述べた実験例の測定値を使って、シミュレーションによって正確さの向上 (かたよりが小さくなる) が得られることを確かめてみた。

ここで、観測面上で得られる各サンプル点のデータ  $\xi_i, m_i$  に対し、モアレ縞の  $\xi$  軸上の位置  $\xi_i$  は  $10 \mu\text{m}$  まで、モアレ縞の次数 ( $\alpha=0$ )  $m_i$  は  $1/100$  フリンジまで読みとれるとし、それ以下を四捨五入した。この四捨五入の操作は測定値  $\xi_i$  と  $m_i$  に測定誤差を与えたことになる。光学配置に関する各測定値とそれと与えた測定誤差および設定した関数を Table 3 に示す。また、Table 3 より求められた形状近似関数の係数を Table 4 に示す。

Table 3 の設定で、  $Z_P$  の測定精度が形状のかたよりを最も支配していることは、その測定誤差を少し変えたシミュレーションを実行することにより確かめることができる。そこで、  $Z_P$  の測定を先に述べた参照球面を用いた方法で行なう。このとき、設定した参照球面の曲率

Table 3 Setting for computer simulation.  $g(x)$ : Original polynomial function.

	True value	Error
$l$	390 mm	$1.00 \times 10^{-6}$
$L$	645 mm	$1.50 \times 10^{-3}$
$Z_P$	66 mm	$1.50 \times 10^{-2}$
$d$	0.1 mm	$1.60 \times 10^{-3}$

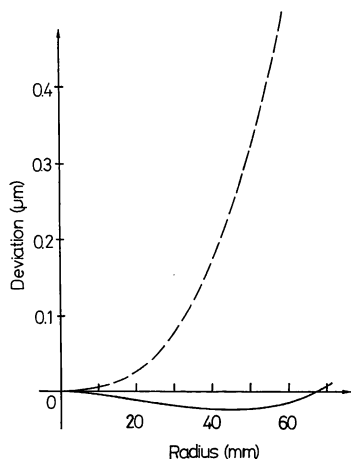
$$g(x) = 1.28866 \times 10^{-3} x^2$$

**Table 4** Results of estimated function under computer simulation. Test surface was estimated by the polynomial function:  $G(x)=Ax^4+Bx^3+Cx^2+Dx$ .  $\delta Z_P/Z_P=1.50 \times 10^{-2}$ .

$A(\times 10^{-12})$	5.2705433614
$B(\times 10^{-9})$	2.4672474127
$C(\times 10^{-3})$	1.2886432927
$D(\times 10^{-8})$	-2.0206144697

**Table 5** Results of estimated function under computer simulation. Test surface was estimated by the polynomial function:  $G(x)=Ax^4+Bx^3+Cx^2+Dx$ .  $\delta Z_P/Z_P=9.19 \times 10^{-4}$ .

$A(\times 10^{-12})$	-2.0842834576
$B(\times 10^{-10})$	2.1779099048
$C(\times 10^{-3})$	1.2886804264
$D(\times 10^{-7})$	-2.3885197296



**Fig. 6** Deviation of the estimated functions under computer simulation from the original function. Broken curve: The case of **Table 4**, Full curve: The case of **Table 5**.

半径は 400 mm で、その曲率中心はレンズ  $L_2$  の焦点からレンズとは逆向きに 10 mm 移動させてある ( $l=410$  mm となる)。また、参照球面の精度は  $\lambda/10$  とし、 $Z_P$  以外の測定値の精度は **Table 3** と同等とした。するとシミュレーションによる  $Z_P$  の収束した値は 66.060647907 mm となり測定誤差は  $9.19 \times 10^{-4}$  となった。この  $Z_P$  の値は、**Table 3** の  $Z_P$  の値より改善されている。これより、この  $Z_P$  の値を用いてさきほど

と同様に被測定面の形状近似関数を求めた。その係数を **Table 5** に示す。

また、設定した形状関数  $g(x)=1.28866 \times 10^{-3}x^2$  との偏差を **Fig. 6** に示す。**Fig. 6** で、破線は **Table 4** の場合を、実線は **Table 5** の場合を示してあり、 $Z_P$  の測定精度が改善されたことにより被測定面の形状近似関数の正確さが向上したことがわかる。

## 6. おわりに

トルボット干渉計を用いた非球面形状の測定原理について述べ、また、本測定法の原理を確認するために行なった実験結果の一例を示した。さらに精度を向上させる一つの方法の提案を行なった。

本測定法の特長は光学系が簡単であること、また、精度が可変であることより編数が自由に調整できること、簡単な操作で非球面の絶対形状を精度よく測定できることなどである。

なお、データから形状を求める反復法の収束性の数学的証明をすること、また、収束するための条件を求めたりすることが、残されている大きな問題である。

これまで、Talbot をタルボと呼び違えていました。鶴田匡夫博士 (日本光学工業) のご指摘により、トルボットと訂正します。長い間、Talbot の呼び方を間違えていたことについて心からおわびいたしますとともに、鶴田博士には深く感謝申し上げます。ちかちか、O plus E 誌の「続 光の鉛筆」に鶴田博士がトルボット氏について書かれるとのことでした。

## 文 献

- 1) 田中康弘, 一岡芳樹, 鈴木達朗: 光学, **11** (1982) 616.
- 2) 本郷俊夫: 光学, **13** (1984) 463.
- 3) 改井 満: 日経メカニカル, 10月24日号 (1983) 100.
- 4) 吉住恵一, 沖野芳弘: 光学, **12** (1983) 450.
- 5) 大西邦一, 横関俊介, 鈴木達朗: 光学, **11** (1982) 471.
- 6) 大西邦一, 横関俊介, 鈴木達朗: 光学, **12** (1983) 296.
- 7) 加納敏夫, 谷田貝豊彦, 斎藤弘義: 光学, **12** (1983) 455.
- 8) 横関俊介: 光学, **9** (1980) 275.
- 9) 横関俊介: 理研シンポジウム予稿集 (1980) p. 5.
- 10) 石黒敬三, 横関俊介: 第 31 回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1984) p. 97.
- 11) 西村哲也, 横関俊介: 第 32 回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1985) p. 74.
- 12) K. Patarski, S. Yokozeki and T. Suzuki: Appl. Opt., **15** (1976) 1234.
- 13) 永田 良, 川口 格, 岩田耕一: 機械計測 (朝倉書店, 1979) p. 82.