

# 波長走査を用いる干渉計測

石 井 行 弘

## Interferometric Measurement with Wavelength Tunability

Yukihiro ISHII

Laser diodes (LDs) have been applied to a phase-measuring interferometer through the wavelength tunability of LDs by controlling their currents. Laser-diode interferometers based on phase-shifting and heterodyne techniques are presented. The wavelength is stepwise or rampwise changed to introduce a time-varying phase difference between the two beams of an interferometer with unbalanced optical path lengths. An electronic feedback interferometer is used to lock the interferometer on a preset phase condition with LD currents. Systematic phase errors caused by the LD-power variation and by the difference between the beat frequency and ramp frequency are analyzed. A two-wavelength interferometer is demonstrated with current control of dual LDs in opposite directions to extend the measurement range. Multiple interference fringes corresponding to image holograms in a heterodyne interferometer can be processed to reconstruct the amplitude and phase of objects.

**Key words:** laser diode, wavelength scanning, phase measurement, phase-shifting method, heterodyne, feedback control, two-wavelength interferometer, systematic phase errors, 3-D imaging

光工学の長い歴史のなか、干渉計測法が距離、表面形状、波長測定に縦横に使用されている。新世紀を迎え、ナノ光センシング技術のひとつの物理的手段として光干渉技術が今後も有効に利用されることが予想される。レーザーが発明されて40年が経過し、とくに光通信用や光ディスク用の半導体レーザー (laser diode; LD) の開発や商用化が進み、コヒーレンス光源を必要とする電子機器に組み込まれている。

本講義では、今後広帯域変調特性を組み込み高出力化が期待されるLDを光源とする干渉計測法に焦点を当てて記述する。LDはコンパクトなサイズを有し、低消費電力で高効率なレーザー発振が可能であり、他のレーザーと比較しても十分な高コヒーレンスな光源であるなどの特徴をもっている。また、LDは閾値以上の電流で駆動するレーザー光の発振波長が注入電流の増加に伴って長波長側へ偏移する直接周波数変調特性を有しており、この特性を利用した干渉計測法が種々提案されており<sup>1,2)</sup>、いくつかの解説がなさ

れている<sup>3-6)</sup>。本稿は、電子回路制御技術を利用して、注入電流によって発振周波数を簡便に変調することができるLDをコンピューターや計測機器へ連結した、いくつかの新規な波長走査を用いる干渉計測法や、それによる三次元イメージングについて講義を行う。

図1は、光源にLDを用いた不等光路差 $l$ を有するトワイマン・グリーン干渉計を示す。干渉計は、鏡からLDへの戻り光の影響による発振周波数の不安定を避けるため、偏光ビームスプリッターと $1/4$ 波長板を組み合わせたものを用いる。干渉計への入射光波は、物体光路と参照光路に分かれて伝搬し、それぞれの鏡から反射された光波はビームスプリッター上で重なり干渉縞を生じる。LDの注入電流変化による発振波長が変化すると、波数 $k$ の変化は $k + \Delta k$ となる。干渉強度信号 $I$ は、次式で与えられ、

$$\begin{aligned} I &= A + B \cos[k \cdot l + \Delta k \cdot l] \\ &= A + B \cos[\phi + \Delta \phi] \end{aligned} \quad (1)$$

となる。ここで、 $k$ は波数であり $k = 2\pi/\lambda$ で表され、 $\lambda$ は

光源の波長,  $A$  はバイアス強度,  $B$  は干渉縞の変調強度,  $\phi (=k \cdot l)$  は被検位相分布である. 式 (1) の  $\Delta\phi (= \Delta k \cdot l)$  は, LD の電流変化に伴う波長偏移  $\Delta\lambda$  によって生じる変調位相量を表し,  $\Delta k = -2\pi\Delta\lambda/\lambda^2$  で与えられる. 波長走査干渉法の目標は, 式 (1) の時空間で変動する既知の位相変調量  $\phi\Delta$  を用い未知の被検位相  $\phi$  を種々の復調技術により測定することである. 図1の波長走査干渉計では, 干渉計の一方の腕と他方の腕の光路長が異なる不等光路の構成になっている. この光学系が半導体レーザー干渉法では原理的に重要である.

ここでは, 変調技術として波長を段階的に走査する位相シフト法や連続的に掃引するヘテロダイン法について説明する. これらの変調方式と生じる干渉信号が図2に示される. 式 (1) の位相変調量の  $\Delta k$  に注目すると  $\Delta k = -2\pi/(\lambda^2/\Delta\lambda)$  と変形され合成波長  $\Lambda (= \lambda^2/\Delta\lambda)$  を単位として被検光路長が測定できることを示している. よって, 位相変調量を測定することやロック (lock) することにより, サブミリメートルの精度で数 cm までの広いダイナミックレンジの測定が行える. この計測を行う波長走査干渉法についても展望する.

### 1. 位相シフト干渉法

半導体レーザー位相シフト干渉法は, 15年ほど前に提案されており, LDの直接周波数変調により干渉に寄与する

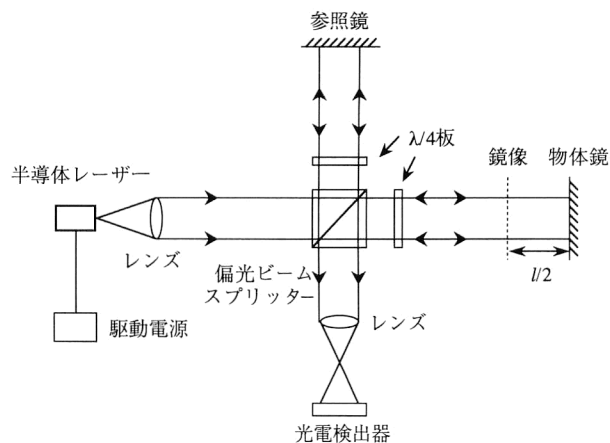


図1 波長走査半導体レーザーを用いる干渉計の構成.

2つの光ビームの間の位相差を変化させ, 可動鏡が不要な位相測定用の干渉法である<sup>3,4)</sup>.

#### 1.1 半導体レーザーの発振波長の特長

多くの電気メーカーで製造されている光ディスク用LDは, 屈折率導波型で長い可干渉距離を有し, 単一縦モードで発振しており干渉計の光源として都合がよい. LDの発振スペクトルを測定したひとつの結果を図3に示す. パワースペクトルは, AlGaAs LD (Sharp, LT024) の光をアイソレーション (30 dB) のファラデー素子を通して, フィネス 10000 (SuperCavity, FSR=6 GHz) を有するファブリー・ペロー干渉計に入射させ測定を行った. LDは, 温

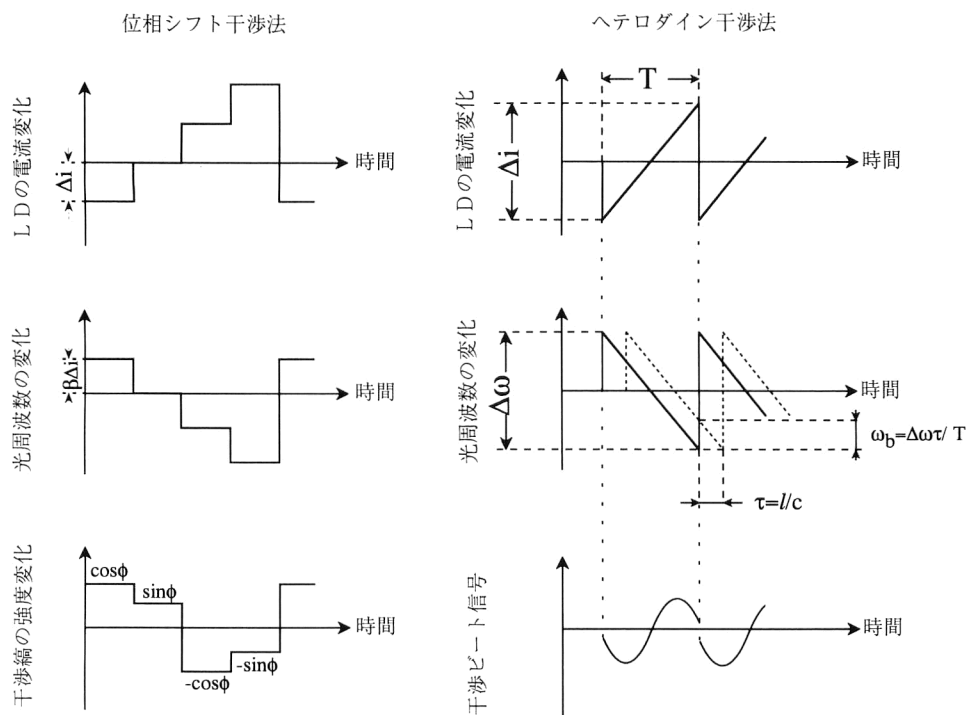


図2 波長走査半導体レーザー干渉法.

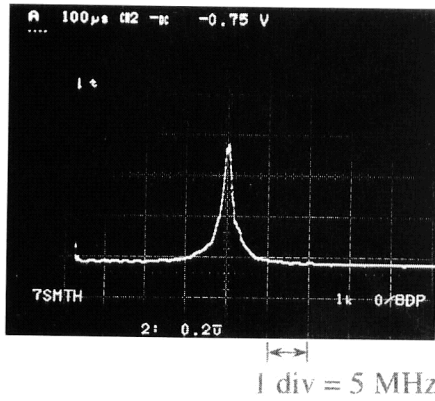


図3 ファブリー・ペロー干渉計により測定された半導体レーザーのパワースペクトル。

度変化に波長ドリフトの影響を避けるため、ペルチェ素子を用いた温度制御(ATC)回路により20°Cに保持されている。発振波長は動作電流70 mAで $\lambda=792$  nmである。図3のスペクトル幅(FWHM)は2 MHzであり可干渉性距離は光スペクトル幅に逆比例するので、コヒーレンス長は数十mとなっており、干渉実験を行うのに十分なコヒーレンスを有している。

また、別のLD(HL7801,  $\lambda=785$  nm)の注入電流の変化に対する発振波長の変化の測定結果を図4に示す。直接変調時に単一モードで動作するLDは動的単一モードレーザーとよばれ、LDの発振波長は動的単一モードを保持しながら、注入電流の増加に伴ってしだいに長波長側に偏移していく。電流変化に対する波長偏移の傾きから電流変調効率 $\alpha$ が求まり、 $\alpha=0.01$  nm/mA ( $\beta=5$  GHz/mA)となっている。 $\beta$ は、後述のヘテロダイン法で使用され周波数領域で定義される電流変調効率を表し、 $\beta=\alpha c/\lambda^2$  ( $c$ :光速)の関係で与えられる。連続の波長走査の範囲は、モードホップ間に限定される。よって、図4から発信波長の電流依存性の測定結果から0.1 nm程度となり狭い走査範囲となっている。この波長走査範囲で $2\pi$ 以上の位相シフトを与えるため、不等光路差 $l$ は数十mmに設定されており、十分なコヒーレンス長を有するLDの特長が利用されている。

## 1.2 被検形状分布の測定法

位相シフト干渉法は、電流変化 $\Delta i$ に伴う波長偏移 $\Delta\lambda=\alpha\Delta i$ によって生じる位相シフト量である式(1)の $\Delta k \cdot l$ を既知の量として、 $N$ 段階( $N$ は整数)に変化した干渉信号 $I_j$  ( $j=1, \dots, N$ )の測定により位相 $\phi$ を復調する技術である。図1の干渉計の不等光路差 $l$ は、一定の不等光路差 $l_0$ と被検表面形状分布 $\Delta w(x, y)$ を用いて

$$l(x, y) = l_0 + 2\Delta w(x, y) \quad (2)$$

となる。式(2)を用いて、式(1)の位相は

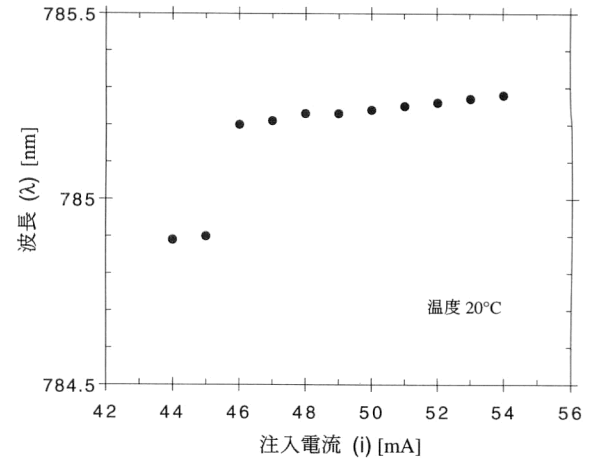


図4 半導体レーザーの波長走査特性。

$$\phi + \Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (l_0 + 2\Delta w) - \left( \frac{2\pi\Delta\lambda l_0}{\lambda^2} + \frac{2\pi\Delta\lambda 2\Delta w}{\lambda^2} \right) \quad (3)$$

となる。図2の左図に示すように、電流が4段階( $N=4$ )に変化し $l_0 \gg \Delta w$ の条件を用いると $j$ 番目の位相シフト量 $\delta_j (= -\Delta k \cdot l_0)$ は、式(3)により

$$\delta_j = \frac{2\pi l_0 \alpha \Delta i}{\lambda^2} = \frac{2\pi l_0 \beta \Delta i}{c} = (j-1) \frac{\pi}{2} \quad (j=1, \dots, 4) \quad (4)$$

となる。光路差 $l_0$ とLDの注入電流変化 $\Delta i$ を調整することにより、干渉縞の1周期内において式(4)に従い $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ の位相シフト量 $\delta_j$ を生成することができる。それに従い、図2の下図に示す4段階の干渉縞強度分布 $I_j$ がCCDカメラにより測定され、被検表面形状分布 $\Delta w$ は

$$\Delta w(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} \tan^{-1} \left( \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right) \quad (5)$$

の位相導出アルゴリズムにより計算される。幾多の位相導出アルゴリズム<sup>7)</sup>から、式(5)の4段階法が使用される理由は、分子分母とも干渉強度の差で表され干渉縞に加法的雑音が生じている場合、雑音に強いアルゴリズムとなっているためである。一般に、正弦波干渉縞の1周期内で最低3段階の位相シフト量により位相の導出ができる。これは、サンプリング定理に基づき正弦波信号を回復するには、最低3点の標本点が必要であるのと同等のことである。

従来の干渉計は、 piezoelectric transducer; PZT) 付き参照鏡を移動して被検面に依存しない位相シフト量を与えている。図1の不等光路を有する干渉計の配置において式(4)の位相シフト量 $\delta_j$ は、被検面に依存する光路長 $2\Delta w(x, y)$ が不等光路差 $l_0$ に比べ十分小さいとして無視し、均一の不等光路差 $l_0$ で表されているが、正しくは被検面に依存する光路差 $l$  (式(2))を含んでいる。光路差 $l$ と $l_0$ から計測される位相をそれぞれ $\phi'$ と $\phi$

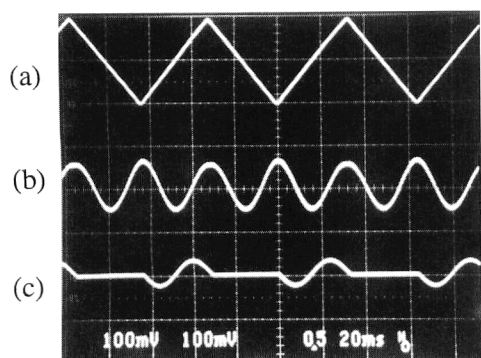


図5 三角波変調電流 (a), 同期がとれた干渉信号 (b) と干渉縞の積分信号 (c).

とすると、その位相誤差 ( $\phi' - \phi$ ) の導出と位相誤差のない不等光路差の許容量を以下に示す。位相  $\phi'$  は  $\phi'(x, y) = \phi(x, y) + (\partial\phi/\partial\Delta w)d(\Delta w)$  と記述され、式(5)より  $\partial\phi/\partial\Delta w = -\pi\{3\cos(2\phi) + 1\}/(2l_0)$  が求まり、それを上式に代入して最大の位相誤差  $|\phi' - \phi|_{\max}$  は  $|\cos 2\phi| \leq 1$  より  $|\phi' - \phi|_{\max} = 2\pi(\Delta w/l_0)$  となる。位相誤差の最大が  $2\pi/100$  以内であると仮定すると、上式から均一の光路差  $l_0$  は  $l_0 = 100 \Delta w$  に設定されればよいことになる。被検位相の測定限界 (ambiguity) は、式(5)の逆正接の計算で決まり  $2\pi$  であり、この値から  $\Delta w$  の最大値は  $\lambda/2$  となる。通常の波長走査 LD 干渉計で用いられる光路差が  $l_0 = 40$  mm の近傍に設定されており、 $2\Delta w$  より十分大きく上記の条件は満足され許容された値となっている。よって波長走査干渉計の位相シフト量  $\delta_i$  は、被検面に依存せず一定の光路差により与えられることになる。

球面鏡を検査するフィゾー干渉計<sup>8)</sup>では、参照球面鏡と干渉に与かる光路が構成され、位相シフト量は光軸上の位相シフト量と軸外のそれとは異なり、軸上に移動する PZT 可動鏡により導入される位相シフト法では誤差が生じる。しかし、波長走査による位相のシフトは干渉光路上に生じており、被検面上で位相シフト量が等しく誤差が生じない。このタイプのフィゾー位相シフト干渉計に薦められる変調方式となっている。

### 1.3 位相シフト量の較正法

位相シフト干渉計では位相シフト量が既知であることが前提なので、ここでは LD の注入電流制御による位相シフト量の較正法を説明する<sup>2)</sup>。図5は、図1の光路差  $l = 40$  mm を有する干渉計において関数発生器により 16 Hz の三角波変調電流で LD (HL7801,  $\lambda = 788$  nm) を駆動したとき、フォトダイオードで検出した干渉信号を示している。干渉信号は、LD のモニター・フォトダイオードの出力で除算され正規化されている。電流は 60.5~62.0 mA まで 1.5

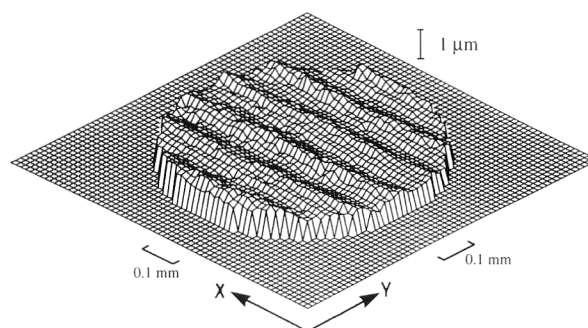


図6 半導体レーザー位相シフト干渉計による Al ディスクの形状測定結果。

mA ( $=4\Delta i$ ) だけ変化しており、三角波形上に 2 周期の干渉信号が得られている。三角波の立ち上がり期間において、被検位相  $\phi$  はゼロとして式(1)で示す検出された干渉信号  $B\cos\Delta\phi$  を用いてフィードバック制御が行われる。 $\Delta\phi = \pi/2, 3\pi/2$  の点での三角波電流のおおのの値の和がゼロとなるように注入電流のバイアス値を制御し、三角波電流の立ち上がり期間の中心に干渉信号の位相シフト量  $\Delta\phi = \pi$  の点がロックされる。すなわち、変調電流と干渉信号の同期がとられバイアス電流はホールドされる。さらに、図5(a)で示す三角波の立ち上がり期間において、図5(c)で示す干渉信号  $B\cos\Delta\phi$  の積分値がゼロとなるように三角波の電流振幅を制御し、立ち上がり期間で 1 周期の干渉信号を得ている。このフィードバック制御を用いれば、図5(b)で示す不連続部分の生じない干渉信号が得られ、その結果電流変化による位相シフト量が正しく較正されていることになる。もし位相シフト量が較正されていないときは、測定位相に周期  $180^\circ$  の位相誤差が現れる。

位相シフト量の較正を伴う単一波長位相シフト干渉法による測定結果について記述する。図1の干渉計の結像レンズに作動距離の長い 5 倍の対物レンズ ( $NA = 0.12$ ) を用い、式(4)で示す 4 段階の位相シフトを与え、式(5)の位相シフト干渉法によるダイヤモンド・バイトにより切削された Al ディスク表面形状の測定結果が図6に示される。このとき、おのおのの段階での電流変化量は、図5(a)の較正電流値から  $\Delta i = 0.38$  mA である。測定領域の直径は、0.7 mm で 0.1 mm の切削された溝間隔と  $\Delta w = 0.26$   $\mu\text{m}$  の切削深度が測定されている。この計測による繰り返し測定精度は 0.12 rad ( $\lambda/105$ ) であり、高精度な測定が行われている。このような表面形状測定干渉計は、PZT 駆動のミロー (Mirau) 干渉計<sup>9)</sup>を用いるシステムが商用に供されている。

### 1.4 LD のパワー変動に不感な位相計算法

LD の光パワーが電流とともに増加するので、出力変動

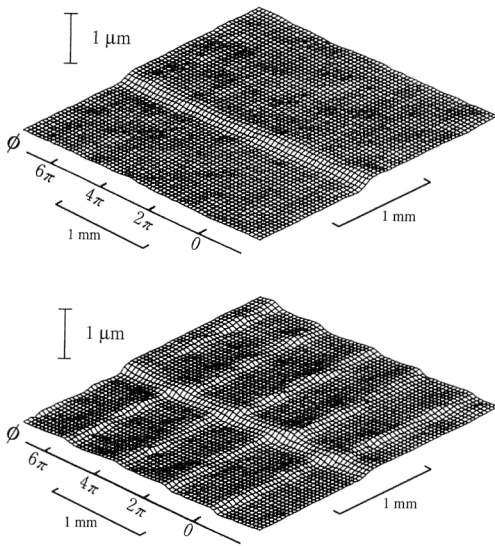


図7 上図はLDのパワー変動に不感な測定結果で、下図は従来の方法による結果である。

が無視できなくなる。この場合には光出力をモニター・フォトダイオードにより測定し、または計算の前処理により干渉縞強度の正規化手順を実行しパワー変動の影響を排除している<sup>9)</sup>。そして、位相変調を受ける不等光路差  $l$  を長くとり、作動電流範囲が小さいとして、光パワーの変化を無視することもできる。スーパーluminescentダイオード(SLD)を光増幅器として利用する、出力が一定で周波数変調が行えるLD光源がシステム化されている<sup>10)</sup>。

ここでは、前処理が不必要でありLDパワー変動に不感な位相計算式の導出を説明する。 $\pi/2$ の等間隔の位相シフトを生じるために必要なLDの電流変化を $\Delta i$ とし、それに相応の干渉縞の強度変化を $\Delta I$ と仮定する。式(1)のバイアス強度 $A$ は、電流変化 $\Delta i$ すなわち位相シフト量 $\delta_j$ の変化に伴って変動し、干渉強度は $I_j = A_0 \{1 + \Delta I \delta_j / (\pi/2)\} \{1 + (B/A_0) \cos(\phi - \delta_j)\}$ となる。ここで、 $A_0$ は電流無変調のときのバイアス強度で位相シフト量 $\delta_j$ がゼロに相当する強度である。被検位相を導出するためには、干渉縞強度は式(1)の3種類の未知数から6種類のそれを含んでおり、位相シフト量は $\delta_j = \pi(j - 7/2)/2$  ( $j=0, \dots, 6$ )となる。LDの電流を変化しこれらの位相シフトを与える上式の6(=N)種類の干渉縞の測定値 $I_j$ を使用することにより、被検形状分布 $\Delta w$ は

$$\Delta w(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} \tan^{-1} \left( \frac{3I_1 - 5I_2 + 5I_5 - 3I_6}{-I_1 - 3I_2 + 4I_3 + 4I_4 - 3I_5 - I_6} \right) \quad (6)$$

により計算される。式(6)は、干渉縞の測定値を理論干渉強度にフィッティングすることにより得られる<sup>11)</sup>。Surrel<sup>12)</sup>は、位相シフトの変化による時系列の干渉信号を

フーリエ変換し周波数面で解析し、特性多項式を解く方法によりデータを低減し5段階のアルゴリズムを導出した。ちなみに、日比野<sup>13)</sup>はフーリエ解析法により位相シフト干渉法の系統誤差を解析し、それらを補償するアルゴリズムを詳しく調べている。

実験により式(6)の有効性を示す。図1の干渉計(光路差 $l=40$  mm)において物体鏡の代わりにわずかに傾けたCr蒸着段差物体を用い、光源には、電流44 mAで7.5 mWの光パワーを有する可視LD(TOLD9211,  $\lambda=672$  nm)が使用された。LDの電流変調効率 $\alpha=0.01$  nm/mAである。等間隔にそして対称にサンプルされた位相シフト量 $\delta_j$ は、LDの電流を43.31 mAから $\pi/2$ だけ縞を偏移させるのに必要な電流変化 $\Delta i=0.28$  mAの増分を伴い44.71 mAまで変化させることにより与えられる。この全電流変化( $5\Delta i$ )により、0.6 mW( $=5\Delta I$ )のLDのパワー変動(8%)が生じている。図7の上図は、式(7)に基づき位相誤差なく測定した形状分布 $2\Delta w$ である。図7の下図は、比較のため $I_1, \dots, I_4$ の干渉縞データを用い式(5)により計算された形状分布 $2\Delta w$ である。 $\phi'$ は誤差を含む測定位相であるとすると、LDパワー変動に起因する測定位相誤差( $\phi' - \phi$ )は $\phi' - \phi \cong \Delta I \sin \phi / B$ となる<sup>11)</sup>。この式と図7の下図の結果から、本来平坦である表面に物体の傾斜方向に、LDのパワー変動に起因する $360^\circ$ の周期性を有する測定位相誤差が生じていることがわかる。

## 1.5 二波長位相シフト干渉法

測定領域を拡大する干渉法のひとつに二波長干渉法がある。二波長半導体レーザー位相シフト干渉法<sup>14)</sup>、2種類のLD(波長 $\lambda_1$ と $\lambda_2$ )に対する位相シフト量 $\delta_1$ と $\delta_2$ がお互いに反対方向に変化するように( $\delta_1 = -\delta_2$ )、LDの注入電流を変化する。この条件を満足しながら波長を掃引し4段階に変化した、 $\lambda_1$ と $\lambda_2$ の干渉縞の和である二波長干渉縞(モアレ縞)強度分布がCCDカメラにより計測される。このモアレ縞干渉信号から $\lambda$ の代わりに $\Lambda$ を置き換えた式(5)の計算から合成波長 $\Lambda(=\lambda_1 \lambda_2 / |\lambda_1 - \lambda_2|)$ を単位として被検形状分布 $\Delta w$ が測定できる。二波長干渉縞の変調強度の係数である $\cos(\pi l / \Gamma) = 0$ の条件では測定感度を有しないが、波長走査による二波長位相シフト干渉法は、外部変調器が不要でおおのこの単一波長での位相の差をとることもなく測定が行える。ここで $\Gamma$ は $\Gamma = \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_1 + \lambda_2)$ で与えられ平均波長を表す。

## 2. 正弦波位相変調干渉法

LDの注入電流で式(1)の変調位相 $\Delta \phi$ を周波数 $\omega_c$ の正弦波電流 $\Delta i = a \cos \omega_c t$ で変調を行うことにより、干渉信

号は  $A + B \cos\{\phi + z \cos(\omega_c t)\}$  となる。ここで、変調深度の  $z$  は式(4)から  $z = 2\pi l_0 \alpha a / \lambda^2$  となる。この干渉信号から、 $\omega_c$  と  $2\omega_c$  のフーリエスペクトルの比の逆正接を計算することにより、被検位相  $\phi$  が測定される。この干渉計測法は、佐々木ら<sup>15,16)</sup>により精力的に研究されており、正弦波状に注入電流を変調するだけでよく、高調波干渉信号を使用して簡単な信号処理回路により位相  $\phi$  を復調できる。また、干渉信号に含まれる高次の周波数成分を利用しており、種々の信号処理技術が利用できる利点がある。そのなかで、外乱による位相変動信号をフィードバック信号として用い、LDの電流に帰還させ外乱の影響を除去することができるし、2種類のLDを使用して二波長干渉計測が行える。ただ、ヘテロダイン干渉法と同様に二次元測定を行うためには、時間的に連続な変調干渉信号を検出する最適な特性を有するCCDイメージセンサーが必要となる。

### 3. 位相ロック・フィードバック干渉法

干渉縞強度をLDの注入電流にフィードバックを行うことにより、干渉強度すなわち式(1)の位相差  $\phi + \Delta\phi$  がロックされる。したがって干渉縞が外乱に対して安定化され、振動のある環境下でも干渉計測が可能である。この技術は、早くからファイバー干渉センサーの位相補償を行う際に使用されていた<sup>17)</sup>。この位相ロック・フィードバック干渉計を使用する変位  $\Delta w$  の測定法について説明する。図1の干渉計の光路差が  $l_0$  のときLDの電流変化を  $\Delta i = 0$  とすると、干渉信号の位相は  $2\pi l_0 / \lambda$  である。物体鏡の変位  $\Delta w$  により光路差が式(2)の  $l_0 + 2\Delta w$  になり、そのときに電流変化  $\Delta i$  を与えた干渉強度が  $\Delta i = 0$  の干渉強度にロックされる。すなわち、 $2\pi l_0 / \lambda = 2\pi(l_0 + 2\Delta w) / (\lambda + \alpha \Delta i)$  となり、物体変位  $2\Delta w$  は  $2\Delta w = l_0 \alpha \Delta i / \lambda$  の関係によりLDに帰還させた電流値  $\Delta i$  から計測できる<sup>18)</sup>。最近の報告<sup>19)</sup>では、干渉縞強度にロックするのではなく、ヘテロダイン法により干渉位相の測定を行い、その位相のベクトル電圧計出力にLD注入電流を変化してロックを掛けている。このことから位相差  $\phi + \Delta\phi$  に完全に比例した電流変化がロック信号として利用できる。復調位相をフィードバック信号に用いていることから、測定ダイナミックレンジが拡大され  $2\pi$  まで測定できる。この方法を用い位相シフト量を正確に与え外乱に対して安定化した4段階位相シフト・フィードバック干渉計が実現されている。

合成波長  $\Lambda$  を単位として距離測定範囲の拡大のため、位相ロックではなく位相シフトロック干渉計が報告されている<sup>20)</sup>。LDの電流変化 ( $-\Delta i$ ) により生じる位相シフト量は  $\Delta\phi = 2\pi l_0 / (\lambda^2 / \alpha \Delta i)$  となり、このときの干渉信号が偏

光素子を用いる既知の位相差  $\Delta$  を有する干渉縞強度にロックされる。したがって被検光路差  $l_0$  は  $l_0 = (\Delta / 2\pi) \times (\lambda^2 / \Delta\lambda)$  で与えられ、 $\Delta = 2\pi$  に設定すると光路差  $l_0$  が合成波長  $\lambda^2 / \Delta\lambda$  に等しくなり、数cmまでの長い距離の測定が行える。

### 4. ヘテロダイン干渉法

一定周波数の正弦波状に変化する干渉信号を用いて、被検位相を計測するヘテロダイン干渉法を説明する。図2のタイミング図において、LDの注入電流は周期  $T = 2\pi / \omega_s$ 、電流振幅  $\Delta i$  の鋸歯状波電流により駆動される。LDの発振周波数は、変調振幅  $\Delta\omega = 2\pi\beta\Delta i$  で鋸歯状に変化する。図中に実線で示してある参照光の周波数変化と点線で示してある物体光の周波数変化との間に時間遅れ  $\tau = l/c$  が生じるので、二光束間にビート周波数  $\omega_b = \Delta\omega\tau / T = \omega_s l\beta\Delta i / c$  が生成される。通常  $\omega_b = \omega_s$  となるように調整される。フォトダイオードで受光される干渉強度  $s(x, y, t)$  は時空間のビート信号となり、式(1)の類似な

$$s(x, y, t) = A(x, y) + B(x, y) \cos[\phi(x, y) + \omega_b t] \quad (7)$$

となる。ここで、LDの電流変化によるパワー変動はLDのパワー・モニターの出力で除算され除かれている。ビート信号はロックイン・アンプ(lock-in amplifier)へ入力され、 $\omega_s$  を参照周波数として被検位相  $\phi$  がヘテロダイン検出される。ビート周波数  $\omega_b$  が変調周波数  $\omega_s$  に等しくないとき ( $\omega_b \neq \omega_s$ ) でも位相が検出できるが、これに起因する位相誤差が生じる。この位相誤差 ( $\phi' - \phi$ ) は  $\phi' - \phi \cong \{(\omega_b - \omega_s) \sin 2\phi / (2\omega_b)\}$  となり、測定位相  $\phi$  に現れる周期  $180^\circ$  の誤差を示している。位相の誤差の最大値が  $\lambda/50$  以内であるとするとビート信号の周波数の許容動作範囲は、 $0.8 \omega_s \leq \omega_b \leq 1.3 \omega_s$  となり、入力信号の86%の振幅をもつ出力信号を得ることができる。この位相誤差を除去するため、LDの電流振幅  $\Delta i$  を制御するフィードバック較正回路がある<sup>21)</sup>。

図8は、図1の物体鏡をPZT素子により光軸方向へ一定速度で変位させたときの光路長の変化  $l$  に対するヘテロダイン検出された測定位相  $\phi = 2\pi l / \lambda$  を表している。 $\omega_b = 1.3 \omega_s$  の状態から測定を開始し、フィードバック非動作時は、 $180^\circ$  の周期の位相誤差が生じている。較正回路の動作は光路長変化  $1.5 \lambda$  のところから開始し、 $3.5 \lambda$  のところで終了している。よって、ビート周波数と変調周波数が等しくなり、位相誤差が除去され光路長の変化に対して線形に変化する位相が測定されている。

ここで説明したヘテロダイン干渉法は、鋸歯状波電流で



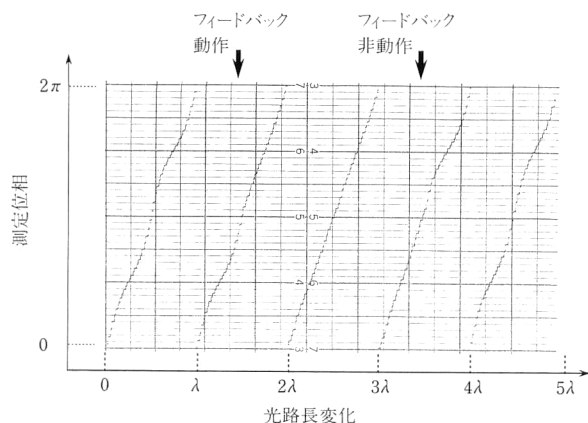


図8 物体鏡の移動に対する測定位相。フィードバック動作時、位相誤差が除去されている。

LD を駆動し不等光路干渉計へ入射させることにより、LD の発振周波数の変化を生じさせる FMCW (frequency-modulated continuous-wave) 技術<sup>22)</sup> を利用している。ヘテロダイン干渉法は、serro は鋸の歯すなわち鋸歯状波を意味することからセロダイン (serrodyne) 干渉法ともよばれる。

測定領域を拡大するため、二波長干渉法において1台のロックイン・アンプによりヘテロダイン検波を行う方法がある<sup>23)</sup>。1.5 節で記述した二波長位相シフト法と同様に、2種類の LD はお互いに反転した鋸歯状波電流で波長の走査を行い、変調電流を制御して同一のビート周波数  $\omega_b$  をもつ干渉ビート信号を作製する。おのおのの波長での干渉縞はフォトダイオードにより検出され、それらの加算信号はロックイン・アンプに入力され同一の変調周波数  $\omega_s$  で同期検波され合成波長  $\Lambda$  での位相が測定される。通常の二波長ヘテロダイン干渉法は、干渉計を使用して2台の周波数変調器を干渉計に組み込み差周波数を発生するスーパーヘテロダイン光源<sup>24)</sup> を必要とする。しかし、上記の波長を掃引する二波長干渉法はスーパーヘテロダイン光源を必要としない方法である。また、合致法により合成波長の範囲内で単一波長での精度で広領域の変位が測定できる二波長半導体レーザー干渉法がある<sup>25)</sup>。異なった変調周波数で駆動する2つの LD を使用し、各 LD に対してヘテロダイン検出を行った単一波長の位相を  $\phi_1$  と  $\phi_2$  とする。差動アンプの出力 ( $\phi_1 - \phi_2$ ) の信号を  $2\pi\Lambda/\lambda_1$  の値で A/D 変換器を用いて量子化を行い、その値が縞次数の整数となる。波長走査型半導体レーザー干渉計は、LD と電子回路技術の整合性のよさを巧みに利用した干渉システムである。

表1 測定ダイナミックレンジの比較。

縞解析による計測法 (復調を伴う)	干渉縞の時間的変化による 計測法 (復調を伴わない)
単一波長干渉法 $2\pi > 2\pi l/\lambda > \sim 2\pi/100$	$l_c > l > \lambda^2/\Delta\lambda_{\max}$ ( $l_c$ : コヒーレンス長)
二波長干渉法 $\pi > \pi l/\Lambda > \sim 2\pi/100$	

## 5. 測定ダイナミックレンジ

### 5.1 復調を伴う波長走査干渉法

式 (5) の位相シフト法における位相復調の逆正接の計算により、またヘテロダイン法の quadrature 検出 (干渉縞の cos, sin 成分の抽出) により、測定位相の最大は  $2\pi$  であり  $\Delta w$  の最大値は  $\lambda/2$  となる。位相測定の最小値を決める測定精度は、 $2\pi/100$  程度となっている<sup>5)</sup>。二波長干渉縞は1周期が  $\pi$  であるので、合成波長  $\Lambda$  を単位とした位相測定の最大値は  $\pi$  であり、最小値は  $2\pi/100$  程度となる。これらの測定ダイナミックレンジは表1の左側に示してある。

### 5.2 復調を伴わない波長走査干渉法

図2の右図で示す LD の注入電流を鋸歯状波で変化し図1の光電検出面で得られる干渉強度は、時間的に変化する。干渉縞の縞次数や干渉ビート周波数を計測することで、距離 (形状) の計測ができる。この際復調を伴わないことから位相測定の  $2\pi$  以上のあいまいさ (ambiguity) の問題がなく、表1の右側に示すように長い距離は光源のコヒーレンス長  $l_c$  までの測定ができる。短い距離は、最大の波長掃引量  $\Delta\lambda_{\max}$  に逆比例し  $\lambda^2/\Delta\lambda_{\max}$  となる。このように、LD の波長を走査し干渉ビート信号の時間キャリア周波数をフーリエ変換法で計測し距離の測定が行える<sup>26)</sup>。広帯域に連続波長走査ができる外部回折格子付き LD 光源を用いフーリエ変換法でビート周波数を計測し、測定分解能を向上したねじ山の形状計測が実現されている<sup>27)</sup>。

## 6. 三次元イメージングへの応用

FMCW 技術を用いる多重物体の三次元イメージングについて説明する。周波数変調された LD は、2つの光路差 ( $O_1: l_1=15\text{ mm}$ ,  $O_2: l_2=45\text{ mm}$ ) に “G” と “B” の文字を表す位相物体が置かれた図1のトワイマン・グリーン LD 干渉計へ入射する。図1の干渉計で、物体光路上に位相物体が置かれている。式 (7) の干渉信号  $s(x, y, t)$  のビート周波数  $\omega_b$  は、光路差  $l_i$  に比例しているため、カメラの出力信号を電気的にチューニングすることにより、多重化された干渉信号から任意の光路差にある物体の干渉縞情報を選択的に抽出することができる。ビート周波数にチューニングされた信号は、A/D 変換器によりカメラのスキューニング

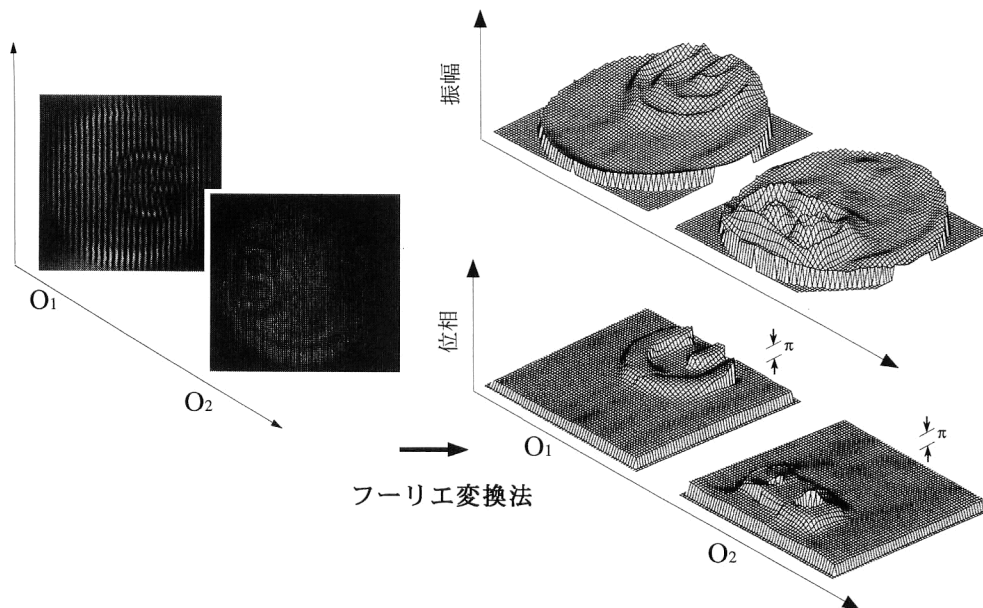


図9 LD波長走査干渉計を用いる位相物体の三次元イメージング。

周波数に同期された周波数でサンプリングされ、イメージ・ディセクター・カメラにより時間的に変動する干渉信号が、空間的に変化する干渉縞として検出される。図9の左図は、物体“G”と“B”を測定した結果で、干渉縞画像としてイメージングされている。これらは、ビート周波数の空間キャリアで変調されたイメージホログラム<sup>28)</sup>になっている。多重化された物体が、クロストークなく多重イメージングを実現するには、距離測定と同様に広帯域LDを用いビート周波数 $\omega_b$ を増大し電氣的フィルターのQ値を大きくすることである<sup>29)</sup>。この周波数多重化した干渉信号から所望の画像を抽出する技術は、時空間ヘテロダイン干渉法の原理<sup>30)</sup>に基づいている。図9の干渉縞画像のフーリエ変換を行い1次スペクトルを取り出し逆フーリエ変換を計算することにより、図9右側のイメージ(物体)の振幅と位相が測定できる。O<sub>2</sub>の“B”の振幅分布から、デフォーカスによる回折縞のリングングが現れている。

イメージホログラムの視点から干渉信号の複素振幅の測定と波長走査により三次元情報の再生法を説明し、位相物体の断面層像を示している。式(7)の干渉信号の変調強度Bが波長走査LD干渉計で測定されている<sup>31)</sup>。この場合、干渉縞の撮像時間内にLDの周波数変調を行っており、広いスペクトル幅をもつ低コヒーレンスなLD光源とみなすことができる。

半導体レーザーの波長掃引を用いる干渉計測が今後進むべき研究テーマとして、ナノセンシングを視野に入れた高精度化、高速化、実時間化、波長掃引の広帯域化、光導波

路と一体化したコンパクト化などがあげられる。本干渉計に使用している劈開面を利用するファブリー・ペロー共振器型半導体レーザーは、安価であり駆動電源が用意できれば簡単に高速の波長走査が行える。ただ、連続の掃引領域はモードホップ間に限られ狭帯域である。機械的走査を伴うが広帯域に波長掃引ができる外部共振器型半導体レーザーの高速化が望まれる。波長走査干渉計測法は、物体の表面が鏡面でなく粗面であるスペックル干渉にも適用できる。スペックルサイズ内ではコヒーレントであり、スペックルサイズがCCDカメラのピクセルサイズより大きくなるように結像系を配置すればそのまま干渉計測が実行できる。半導体レーザー・デジタル干渉計測法は、物体の複素振幅をホログラフィックに測定する系に周波数変調器を必要としないことから、コンパクト化と準実時間性の計測能力が活かせる分野と思われる。

## 文 献

- 1) Y. Ishii: "Recent developments in laser-diode interferometry," *Opt. Lasers Eng.*, **14** (1991) 293-309.
- 2) Y. Ishii: "Wavelength-tunable laser-diode interferometer," *Opt. Rev.*, **6** (1999) 273-283.
- 3) 石井行弘: 光計測のニーズとシーズ. 芳野俊彦編(コロナ社, 1987) pp. 112-123.
- 4) 山口一郎, 角田義人: 半導体レーザーと光計測(学会出版センター, 1992).
- 5) D. Malacara, M. Servin and Z. Malacara: *Interferogram Analysis for Optical Testing* (Marcel Dekker, New York, 1998).
- 6) K. Greath and D. Malacara: "Traditional interferometers," *Optical Shop Testing*, 2nd ed. ed. D. Malacara (Wiley, New



York, 1992) pp. 700-703.

- 7) Y. Surrel: "Design of algorithms for phase measurements by the use of phase stepping," *Appl. Opt.*, **35** (1996) 51-60.
- 8) J. Chen and K. Murata: "Digital phase measuring Fizeau interferometer for testing of flat and spherical surfaces," *Optik*, **81** (1988) 28-32.
- 9) P. Sandoz, T. Gharbi and G. Tribillon: "Phase-shifting methods for interferometers using laser-diode frequency-modulation," *Opt. Commun.*, **132** (1996) 227-231.
- 10) R. Onodera, Y. Ishii, N. Ohde, Y. Takahashi and T. Yoshino: "Effect of laser-diode power change on optical heterodyne interferometry," *J. Lightwave Technol.*, **13** (1995) 675-681.
- 11) Y. Ishii and R. Onodera: "Phase-extraction algorithm in laser-diode phase-shifting interferometry," *Opt. Lett.*, **20** (1995) 1883-1885.
- 12) Y. Surrel: "Design of phase-detection algorithms insensitive to bias modulation," *Appl. Opt.*, **36** (1997) 805-807.
- 13) 日比野謙一: "誤差補償干渉縞解析法による精密位相計測技術の研究", 機械技術研究所報告, No. 180 (1998) 1-66.
- 14) Y. Ishii and R. Onodera: "Two-wavelength laser-diode interferometry that uses phase-shifting techniques," *Opt. Lett.*, **16** (1991) 1523-1525.
- 15) O. Sasaki and H. Okazaki: "Sinusoidal phase modulating interferometry for surface profile measurement," *Appl. Opt.*, **25** (1986) 3137-3140.
- 16) T. Suzuki, K. Kobayashi and O. Sasaki: "Real-time displacement measurement with a two-wavelength sinusoidal phase-modulating laser diode interferometer," *Appl. Opt.*, **39** (2000) 2646-2652.
- 17) K. Hotate and D.T. Jong: "Quasiheterodyne optical fiber sensor with automated adjustment of the driving wave parameter," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 2956-2961.
- 18) T. Yoshino, M. Nara, S. Mnatzakanian, B. S. Lee and T. C. Strand: "Laser diode feedback interferometer for stabilization and displacement measurement," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 892-897.
- 19) M. Yokota, A. Asaka and T. Yoshino: "Stabilized phase-shifting fringe analysis by use of current-induced frequency modulation of laser diodes," *Appl. Opt.*, **40** (2001) 5024-5027.
- 20) 小野寺理文, 石井行弘: "半導体レーザーを用いた位相シフトロック干渉計", 光技術コンタクト, **39** (2001) 510-516.
- 21) R. Onodera and Y. Ishii: "Effect of beat frequency on the measured phase of laser-diode heterodyne interferometry," *Appl. Opt.*, **35** (1996) 4355-4360.
- 22) D. A. Jackson, A. D. Kersey, M. Corke and J. D. C. Jones: "Pseudoheterodyne detection scheme for optical interferometers," *Electron. Lett.*, **18** (1982) 1081-1083.
- 23) R. Onodera and Y. Ishii: "Two-wavelength laser-diode heterodyne interferometry with one phasemeter," *Opt. Lett.*, **20** (1995) 2502-2504.
- 24) R. Dändliker, R. Thalmann and D. Prongue: "Two-wavelength laser interferometry using superheterodyne detection," *Opt. Lett.*, **13** (1988) 339-341.
- 25) R. Onodera and Y. Ishii: "Two-wavelength laser-diode interferometer with fractional fringe techniques," *Appl. Opt.*, **34** (1995) 4740-4746.
- 26) M. Suematsu and M. Takeda: "Wavelength-shift interferometry for distance measurements using the Fourier transform technique for fringe analysis," *Appl. Opt.*, **30** (1991) 4046-4055.
- 27) 山口一郎: "光干渉計測の最近の進歩", 応用物理, **69** (2000) 641-647.
- 28) J. C. Marron and K. S. Schroeder: "Holographic laser radar," *Opt. Lett.*, **18** (1993) 385-387.
- 29) R. Onodera and Y. Ishii: "Multiplex imaging by a frequency-ramped laser-diode interferometer," *Opt. Commun.*, **149** (1998) 143-151.
- 30) M. Takeda and M. Kitoh: "Spatiotemporal frequency multiplex heterodyne interferometry," *J. Opt. Soc. Am.*, **A9** (1992) 1607-1614.
- 31) 吉村武晃: "光の干渉を利用した生体組織の三次元計測技術", 応用物理, **69** (2000) 655-658.

(2002年1月12日受理)