

## 第三章

### フィルターによるスペクトル抽出を利用した ブロックゲージの絶対測定

光による長さ計測は、ブロックゲージの絶対長測定から、地殻変動の計測、あるいは天体計測に至るまで、極めて短い距離を極めて高い精度で計測する分野から超長距離を計測分野するまで約十五桁の範囲にわたって行われる。一般にコヒーレントな単一光源を用いた2光束干渉では測定結果に位相 $2\pi$ の整数倍の不確定性が残る。本研究は、絶対長さの測定と高い測定精度を目指し、ワイドバンドスペクトルを半値幅の非常に狭いフィルターで切り出すことにより複数のスペクトルを得ることと仮定し、水銀ランプの分光スペクトルを用いて実験を行った。干渉縞パターンはマイケルソン干渉計で選択された複数のスペクトルによってそれぞれ得られ、画像処理、波形データの数值処理をまじえながら、ブロックゲージの絶対長を自動的に測定する。干渉縞の解析法として、フーリエ変換と合致法とを結合する方法を提案する。合致法は複数の波長を用い、干渉計測を行うことにより、(半)波長の整数倍の不確定性をなくす方法である。干渉縞の大体の整数次数は機械的な測定値によって見積もられて、小数部は干渉縞パターンのフーリエ解析によって決定される。原理、方法と実験結果を提示し、最後に、波長、干渉縞次数と整数部の測定精度への影響について議論する。

### 3.1 緒論

光を用いて長さを計測する方法には、干渉法、モアレ法、また長距離に使う光パルス法などがある。その中ではきわめて高い精度を要求するために、干渉法が最適である。光の干渉特性を利用して、長さ（あるいは高さ）の相違する所ではそれぞれ光路長が異なることに得られる干渉縞が違ふことにより、位相差が得られて長さ（高さ）を計算することができる。光学的干渉法では、空間および時間的ヘテロダイン法<sup>1,2)</sup>と位相変調法<sup>1,6)</sup>などがあり、二次元連続した表面プロファイルの測定に適用されている。しかし、単色光を用いると表面不連続の高さが波長よりも大きいときに、干渉縞パターンから検出される位相が $2\pi$ の整数倍の不確定性を含むので、絶対測定は難しい。

$2\pi$ の位相不確定性の問題について、多く手法が提案された。それらのテクニックは、走査干渉縞、面内干渉縞を使って行った<sup>7-16)</sup>。走査干渉縞を使用して、Dresel は荒い表面の立体的なプロファイルを探知するためのコヒーレンスレーダー方法を提案した<sup>11)</sup>。Lee と Strand はコヒーレンス走査型顕微鏡を使用して<sup>12)</sup>、Itoh は、Twyman-Green 干渉計を使用して、光軸に沿って参照鏡を動かし、光路差がゼロであるインターフェログラムのピークを検出し、表面形状を再現した<sup>13)</sup>。面内干渉縞を使用して、Takeda は空間的な干渉縞パターンを分析するために、フーリエ変換法を提案した<sup>14)</sup>。Li は、unwrapping 位相プロファイルを測定するのに、2つの周波数の合成波長を使用した<sup>15)</sup>。走査干渉縞と面内干渉縞の同時測定を利用して、Ikonen は白色光源を用いてインターフェログラムのピーク差の距離を測り、レーザーを用いてベースプレートとブロックゲージの表面の位相ずれを決定した<sup>16)</sup>。

また、干渉縞の解析アルゴリズムを用いて $2\pi$ の位相不確定性の問題を解決する方法が提案された。Macy は、sinusoid fitting 法を用いて二次元波面トポグラフィ位相を決定した<sup>17)</sup>。Takeda は大きい高さの不連続の三次元形物体を測定するために、空間周波数マルチプレックスフーリエ変換テクニックと Gushov-Solodkin 位相 unwrapping アルゴリズムと結合する方法を提案した<sup>18)</sup>。Lewis は 多波長干渉法と位相ステップングテクニックの結合方法で長さを測定した<sup>19)</sup>。

ここで、われわれはフーリエ変換と合致法<sup>21-23)</sup>を結合する方法を提案する。波長を超える厚みは使用される波長の半分の倍数によって表され、フーリエ変換を用いて小数部を決定し、合致法を用いて整数部分を算出し、絶対長を決定

する。

今回の測定対象は、ブロックゲージという標準器（金属塊の二端面をもって長さの基準をあらわす標準器）である。それをベースプレートに密着し、水銀ランプの輝線スペクトルのうち二つの波長を用いて干渉を起こさせる。干渉の原理により、光源から出た光が途中で二つに分かれ、そのうちの一つが参照鏡で反射され、もう一つがブロックゲージ、ベースプレートに入射し、反射してのち、再び同一の光路に合致する。ブロックゲージ、ベースプレートに至る光路長が異なるので、ブロックゲージにいたる光路による干渉縞とベースプレートにいたる光路による干渉縞の間に横ずれ（位相差）が起こる。このように光の干渉を利用して、干渉縞の間に横ずれから、位相差を求めることができる。また、位相差の計算方法にあたってはFFT (Fast Fourier Transform)を使って求めた。その後合致法を応用してブロックゲージの絶対長を決めた。

読みとった干渉縞の画像は、8 mm ビデオに記録した。8 mm ビデオに保存した画像を画像処理装置（T9800B）でA/D変換を行う。そして、A/D変換したデータをFFTのプログラム前に、画像の再現（傾きの修正）、窓関数（連続データにするため）などの処理を行ったのちFFTに入力し、位相差を算出する。求めた位相差を、合致法を応用したプログラムに入れ、ブロックゲージの絶対長を求めた。

## 3.2 測定原理

### 3.2.1 合致法

まず合致法の原理を説明する（詳細は付録Aを参照）。

平行な2つの表面のギャップ高さ $L$ を測定する問題を考える。ギャップ高さ $L$ を干渉縞の次数で定義すると、

$$L = (N + \varepsilon) \frac{\lambda}{2} \quad (3-2-1)$$

と表すことができる。ここで、 $\lambda$ は波長、 $N$ は2表面の干渉縞の次数の差の整数部、 $\varepsilon$ は小数部を表す。次に、実験で異なった波長 $\lambda_1$ によ

り測定された小数部分を観測小数部分  $\varepsilon_j$  ( $j=1,2,3,\dots$ ) とする。測定高さの近似値  $L_0$  (仮定長) が機械的測定によってあらかじめ見積もられ、ある程度の整数  $N_1$  は波長  $\lambda_1$  に対し、

$$N_1 = \left\lfloor \frac{L_0}{\left(\frac{\lambda_1}{2}\right)} \right\rfloor \quad (3-2-2)$$

のように求めることができる。ここで、 $\lfloor \alpha \rfloor$  は実数の整数部を取る演算子である。この整数  $N_1$  と測定された小数部分  $\varepsilon_1$  より、推定長

$$L_1 = (N_1 + \varepsilon_1) \frac{\lambda_1}{2} \quad (3-2-3)$$

を求めることができる。この推定長  $L_1$  を用いて、算出小数部分

$$\varepsilon'_j = \frac{L_1}{\left(\frac{\lambda_j}{2}\right)} - N_j \quad (3-2-4)$$

を算出する。ここで、 $N_j = \lfloor L_1 / (\lambda_j / 2) \rfloor$  ( $j=2,3,4,\dots$ ) を表す。もし算出小数部分  $\varepsilon'_j$  がそれぞれ観測小数部分  $\varepsilon_j$  とある程度の合致誤差  $\Delta\varepsilon$  の範囲内で合致すれば、推定長  $L_1$  を絶対長  $L_0$  と決定する。 $\varepsilon'_j$  が  $\varepsilon_j$  と合致できなければ、 $N_1$  の代わりに  $N_1 \pm 1$ 、 $N_1 \pm 2$ 、 $N_1 \pm 3$ 、 $\dots$ 、などに置き換えて、式 (3-2-3) から式 (3-2-4) まで同様な計算操作を繰り返して、算出小数部分  $\varepsilon'_j$  がそれぞれ観測小数部分  $\varepsilon_j$  ( $j=2,3,4,\dots$ ) と合致するまで続けていく。図 3.2.1 に合致法の流れを示す。

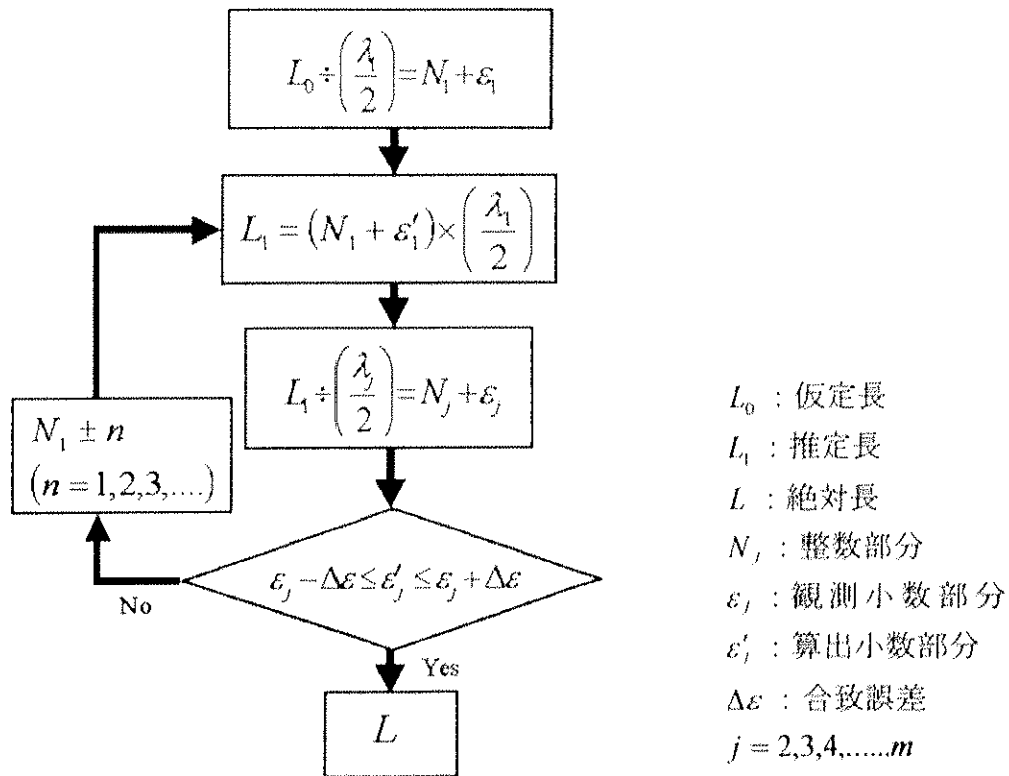


図 3. 2. 1 合致法の流れ

### 3.2.2 フーリエ変換による小数部分の決定

干渉縞次数の小数部分  $\epsilon_j$  を決定するのにフーリエ変換を利用した。ワイドバンドスペクトルから色フィルターで特定のスペクトルを抽出し、干渉縞を形成する場合について考える。(2-2-1)式

$$I(x, y, \theta) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} b(\sigma) d\sigma + \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} b(\sigma) \cos(2\pi\sigma m(x, y) + \theta) d\sigma$$

より、フィルターの半値幅  $2\Delta\sigma$  が非常に狭い場合、スペクトルが中心波数  $\sigma_0$  に対して対称していると、 $b(\sigma)$  がほぼ一定と仮定し、観測面上の一次元方向  $x$ 、表面反射による干渉の場合のみ考えると、

$$\begin{aligned}
 I(x, \theta) &= \int_{\sigma_0 - \Delta\sigma}^{\sigma_0 + \Delta\sigma} b(\sigma) d\sigma + \int_{\sigma_0 - \Delta\sigma}^{\sigma_0 + \Delta\sigma} b(\sigma) \cos(2\pi\sigma x + \theta) d\sigma \\
 &= 2b(\sigma_0) \Delta\sigma (1 + \cos(2\pi\sigma_0 x + \theta))
 \end{aligned} \tag{3-2-5}$$

のようになる。フィルターの半値幅が非常に狭い  $\Delta\sigma = 1$  の場合、抽出した光源が単色光とみなせる。干渉縞の強度は

$$I(x, \theta, \sigma_0) = 2b(\sigma_0) (1 + \cos(2\pi\sigma_0 x + \theta)) \tag{3-2-6}$$

のようになる。各波数についてのみ考えると、次のようになる。

$$I_j(x, \theta_j, \sigma_j) = 2b(\sigma_j) (1 + \cos(2\pi\sigma_j x + \theta_j)) \quad (j = 1, 2, 3, 4, \dots) \tag{3-2-7}$$

ここで、 $I_j(x)$  は各波数により形成された干渉縞強度、 $b(\sigma_j)$  は各波数の発光スペクトル分布、 $\sigma_j$  は各波数、 $\theta_j$  は各波数に対応する干渉縞の位相を表す。

干渉縞の位相を求めるには、フーリエ解析の方法がある<sup>24, 25)</sup>。(3-2-7)式をフーリエ変換すると、

$$\begin{aligned}
 \hat{I}_j(\sigma) &= FT[I_j(x, \theta_j, \sigma_j)] = 2b(\sigma_j) \int_{-\infty}^{\infty} [1 + \cos(2\pi\sigma_j x + \theta_j)] \exp(i2\pi\sigma x) dx \\
 &= 2b(\sigma_j) \left[ \delta(\sigma) + \frac{1}{2} [(\cos\theta_j + i\sin\theta_j) \delta(\sigma - \sigma_j) \right. \\
 &\quad \left. + (\cos\theta_j + i\sin\theta_j) \delta(\sigma + \sigma_j)] \right]
 \end{aligned} \tag{3-2-8}$$

そこで、 $FT[\ ]$  はフーリエ変換、 $\delta(\ )$  はデルタ関数を表す。式(3-2-8)では、フーリエスペクトル  $\hat{I}_j(\sigma)$  が三つの部分に分かれ、 $\sigma = 0$ 、 $+\sigma_j$ 、 $-\sigma_j$  の位置に現れる。 $\sigma = \sigma_j$  の場合、そのフーリエスペクトル  $I_j(\sigma_j)$  は

$$\hat{I}_j(\sigma_j) = b(\sigma_j) (\cos\theta_j + i\sin\theta_j) \tag{3-2-9}$$

のように求められる。このフーリエスペクトル  $\hat{I}_j(\sigma_j)$  の実数部と虚数部より、

$$\theta_j = \tan^{-1} \frac{\text{Im}\{\hat{I}_j(\sigma_j)\}}{\text{Re}\{\hat{I}_j(\sigma_j)\}} \quad (3-2-10)$$

となり、干渉縞の位相を求めることができる。

実験で異なった波長  $\lambda_j (=1/\sigma_j)$  により測定された観測小数部分  $\varepsilon_j$  は

$$\varepsilon_j = \frac{(\theta_w - \theta_{b_j})}{2\pi} \quad j=1,2,3,\dots \quad (3-2-9)$$

のように求めることができる。ここで、 $\theta_w$  は各波長  $\lambda_j$  によるブロックゲージ上の干渉縞から求められた位相、 $\theta_{b_j}$  はベースプレート上の干渉縞から求められた位相を表す。

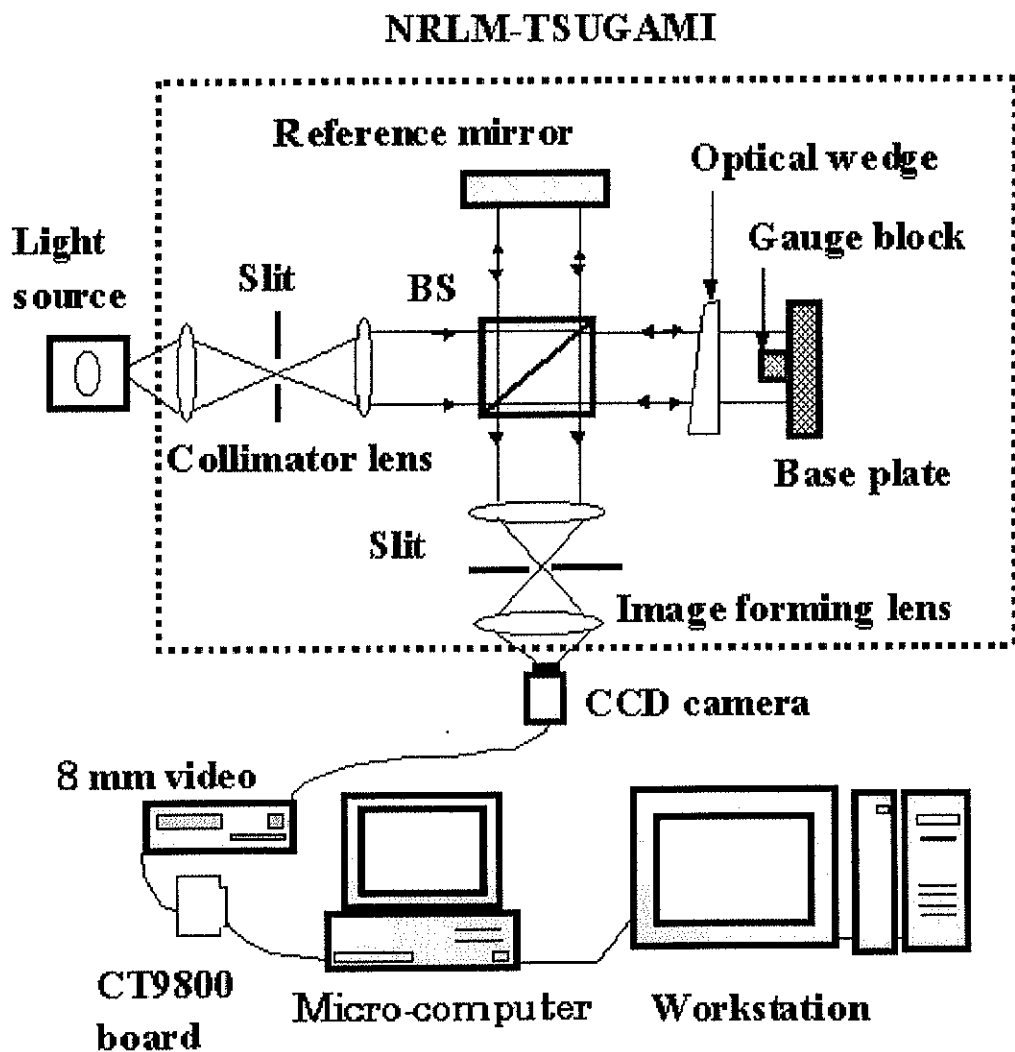
### 3.3 測定

測定装置を図 3.3.1 のように配置した。NRLM-TSUGAMI はマイケルソン型に基づく干渉測長器である<sup>26)</sup>。光源として、Hg198 ランプから波長 435.836nm と 546.078nm を選択し、実験に使用した。

測定対象として、呼寸法 6 mm のブロックゲージを使用した。ブロックゲージとは端度器（金属塊の二端面の距離をもって長さを表す標準器）の一種であり、焼き入れ鋼などで作られた六面体のブロックで、断面の大きさは 30mm（呼寸法 10.5mm 以下）、または 35mm（それを越えたもの）×9mm である。長さを表す二つの端面が平行かつ平らな測定面になっており、それらの間隔が正確に呼寸法どおりに作られている。密着によって二つ（あるいはそれ以上）の長さの正確な和が得られることが大きな特徴である。工業的な実用標準として各種ゲージ、測定器の校正、機械部品の検査、さらに工作用にも使われる。

光源（水銀ランプ）からの光を NRLM-TSUGAMI 干渉計に入射する。そこで観察される干渉縞の画像を解像度 512×512 ピクセルと階調 8 ビットがある CCD カメラで撮影し、その干渉縞画像を画像処理装置をセットしたパソコンに送られて、A/D 変換を行う。

こうして得られたデータを FFT、合致法などを応用したプログラムにいれ、ブロックゲージの絶対長を求める。FFT による位相差の計算法や、合致法を応用する方法などについての詳しい説明・解析は次節で述べる。



光 源：水銀ランプ  
(198Hg)  
使用波長：435. 836nm  
546. 078nm

図 3. 3. 1 測定装置



### 3.4 測定結果

ブロックゲージ上にできた干渉縞とベースプレート上にできた干渉縞の位相差をフーリエ変換によって求めることができる。したがって、ブロックゲージ上のラインとベースプレート上のラインをサンプリングしてフーリエ変換すればよいことになる。しかし、サンプルするとき、注意しなければならないのはブロックゲージ上のラインの始点から終点までとベースプレート上のラインの始点から終点までのおおのこのデータ点が互いに対応しなければならないことである。またブロックゲージの端面では細かく、小さい傷があるため、その部分にかからないように注意してサンプリングした。

ブロックゲージの辺の方向と画像の座標軸が理想的に一致し、また干渉縞が直線であればブロックゲージとベースプレートから、それぞれ1本のラインデータをとって代表することができるが、実際には、密着状態、形状誤差、人為誤差などによる影響が生じる。それらの影響を最小限にするため、図 3.4.1 に示すように、 $X_1$ 、 $X_2$  の間のデータのみ採用し、ベースプレート上では  $L_3$  から  $L_4$  の範囲を、ブロックゲージ上では  $L_1$  から  $L_2$  の範囲のラインを平均化し、図 3.4.2 のようにそれぞれ1本の平均化したデータとして、FFT を行い、図 3.4.3 のようにそれぞれ位相を算出してから位相差を求める。FFT の性質ではサンプリングの点数（処理データ数）が2のべき乗でなければならないので、図 3.4.4 のようにサンプルデータラインの前後に0を入れ、サンプル点数が2のべき乗になるようにしてから、FFT を行う。

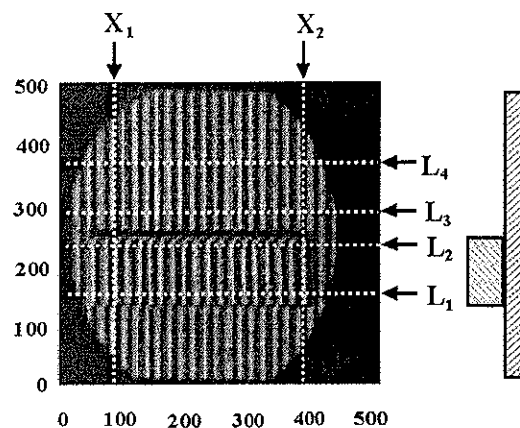


図 3.4.1 得られた干渉縞の画像

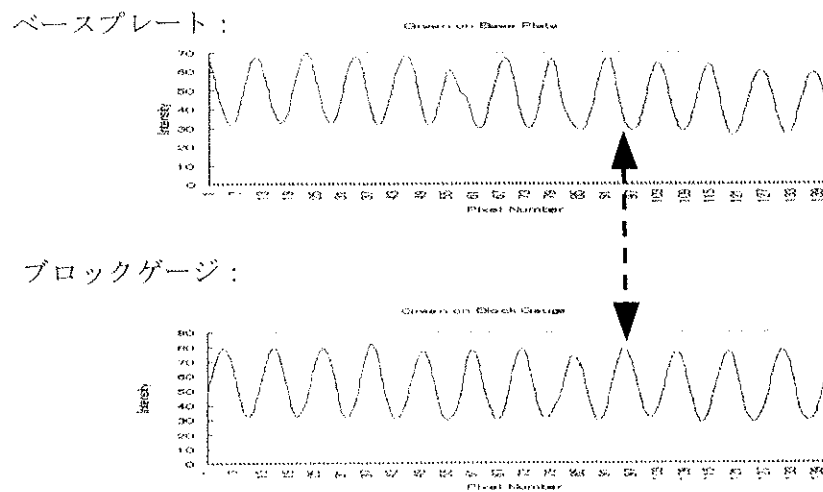


図 3.4.2 平均化されたサンプルデータライン

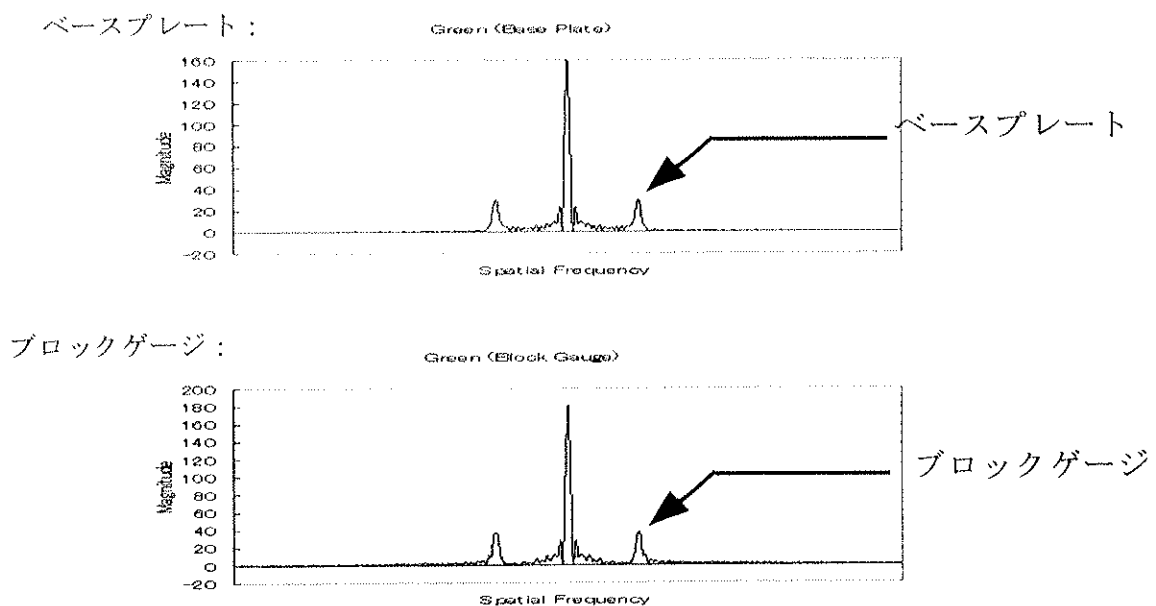


図 3.4.3 図 3.4.2 の FFT により算出された結果

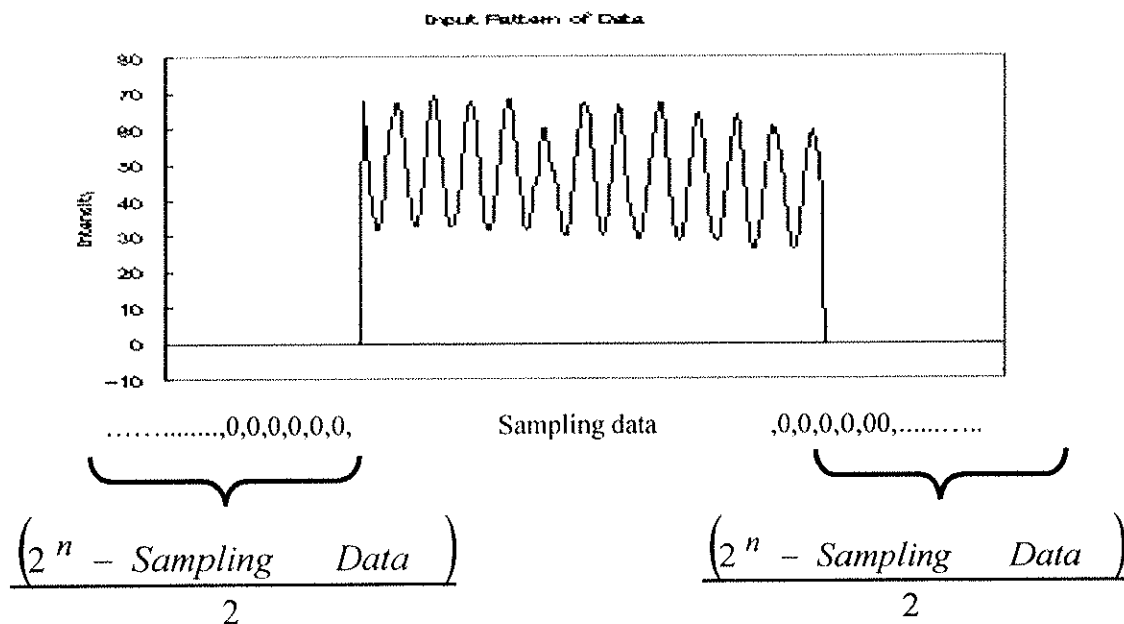


図 3.4.4 FFT を用いるときのデータ構造

普通のマイクロメーターでは、約  $\mu\text{m}$  ぐらいの精度で測定することができる。合致法を用いたアルゴリズムで絶対長  $L$  を計算する際に、その高さを仮定長  $L_0$  とし、仮定長  $L_0$  を  $\pm 1 \mu\text{m}$  ごとに変化させて、 $5995 \mu\text{m}$  から  $6005 \mu\text{m}$  までの  $10 \mu\text{m}$  範囲、また  $\Delta\varepsilon = 0 \sim 0.1$  の誤差範囲について合致し、最小の誤差範囲を見つける。その結果を図 3.4.5 に示す。斜線部分が合致できた部分、それ以外の部分は合致できなかったことを示す。合致できた部分は 仮定長  $L_0$  が  $5999 \mu\text{m}$ ,  $6000 \mu\text{m}$ ,  $6004 \mu\text{m}$  の三ヶ所であった。その中から、合致誤差  $\Delta\varepsilon$  が一番小さいものを絶対長  $L$  とし、測定結果はブロックゲージの絶対長が  $5999115.0 \pm 0.7\text{nm}$  と結論づけた。

仮定長  $L_0$  を  $1 \mu\text{m}$  ごとに合致するより、 $0.1 \mu\text{m}$  ごとに合致したほうが良いと思われるが、図 3.4.6 に仮定長を  $5998.1 \mu\text{m} \sim 6000 \mu\text{m}$  まで  $0.1 \mu\text{m}$  ごとに設定して計算された結果を示す。11ヶ所に合致ができたが、そのなかで、仮定長  $\delta\varepsilon$  が  $5998.9$ ,  $5999$ ,  $5999.2$ ,  $5999.3 \mu\text{m}$  のときの、合致誤差  $\Delta\varepsilon = 0.02$  が一番小さい。しかしながら、表 3.4.2 にしめすように、それらから算出した最終的な絶対長  $L$  は  $1 \mu\text{m}$  ごとに合致した結果と同じで  $5999115.0 \pm 0.7\text{nm}$  であった。

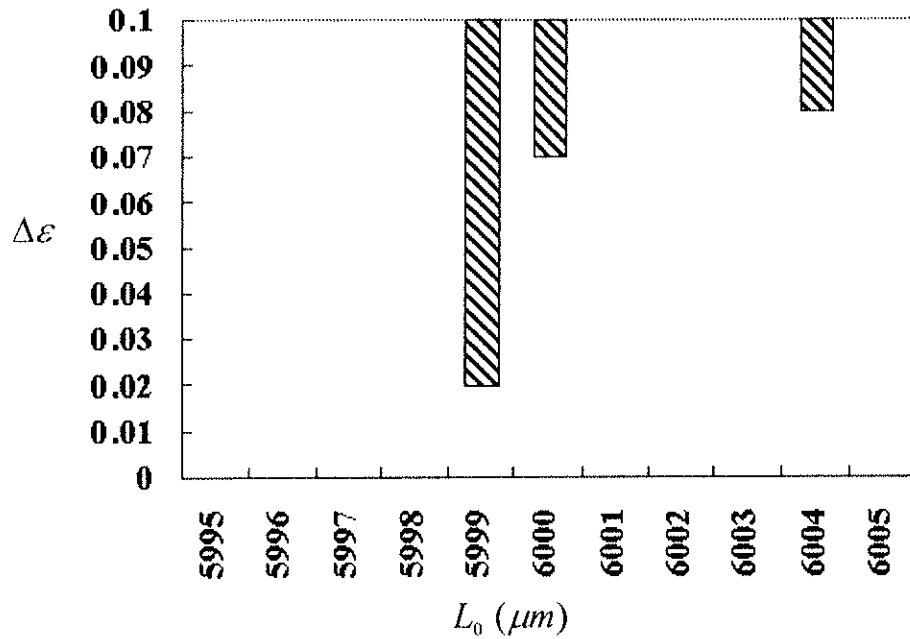


図 3.4.5 仮定長  $L_0 = 5995 \mu\text{m} \sim 6005 \mu\text{m}$  を  $1 \mu\text{m}$  ごとに合致した合致結果。  
■ は合致できた所を表す。

表 3.4.1 図 3.4.5 の 3 つの仮定長  $L_0$  より計算された絶対長を示す。仮定長  $L_0$  が  $5999 \mu\text{m}$  のとき、合致誤差  $\Delta\epsilon = 0.02$  が一番小さく、絶対長  $L$  は  $5999115.0 \pm 0.7\text{nm}$  である。

仮定長 $L_0$ ( $\mu\text{m}$ )	合致誤差 $\Delta\epsilon$	算出結果 $L$ (nm)	RMS (nm)
5999	0.02	5999115.0	0.7
6000	0.07	5999934.1	0.7
6004	0.08	6003756.7	0.7

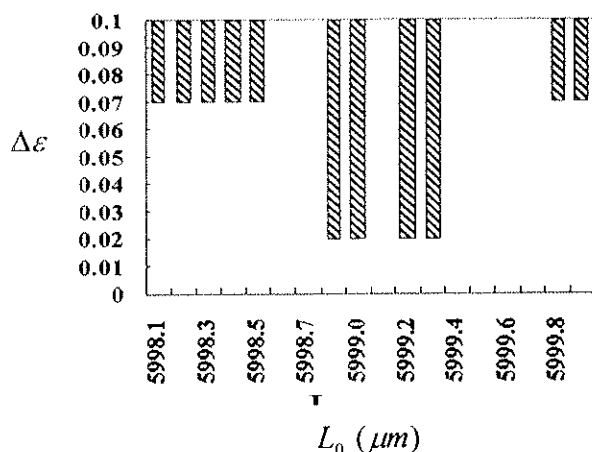


図 3.4.5 仮定長  $L_0 = 5998.1 \mu\text{m} \sim 6000.0 \mu\text{m}$  を  $0.1 \mu\text{m}$  ごとに合致した結果。  
■ は合致できた所を表す。

表 3.4.2 図 3.4.6 の 11ヶ所の仮定長  $L_0$  より計算された絶対長を示す。仮定長  $L_0$  が  $5998.9, 5999, 5999.2, 5999.3 \mu\text{m}$  のとき、合致誤差  $\Delta\varepsilon = 0.02$  が一番小さく、絶対長  $L$  は  $5999115.0 \pm 0.7\text{nm}$  である。

仮定長 $L_0 (\mu\text{m})$	合致誤差 $\Delta\varepsilon$	算出結果 $L (\text{nm})$	RMS (nm)
5998.1	0.07	5998295.9	0.7
5998.2	0.07	5998295.9	0.7
5998.3	0.07	5998295.9	0.7
5998.4	0.07	5998295.9	0.7
5998.5	0.07	5998295.9	0.7
5998.9	0.02	5999115.0	0.7
5999.0	0.02	5999115.0	0.7
5999.2	0.02	5999115.0	0.7
5999.3	0.02	5999115.0	0.7
5999.8	0.07	5999934.1	0.7
5999.9	0.07	5999934.1	0.7

### 3.5 考察

ブロックゲージ厚みの測定において、われわれの提案した方法の精度に影響を及ぼすいくつかの誤差原因を考察する。主要な誤差原因は目盛定めの不確実性と処理方法である。ブロックゲージ目盛定めのための不確実性は測定物の平行度および平面度、温度、気温、気圧に依存することが Ikonen によって議論された<sup>27)</sup>。処理方法における誤差は使用される波長と検出装置によって引き起こされる「非直線性」、検出装置信号の量子化、および干渉計の光学収差などのシステム誤差から生じる。ここで、われわれは干渉縞を記録する際に使用される中心波長の影響について検討する。

式(3-2-1)より、高さの相対誤差は次のように与えられる。

$$\frac{\delta L}{L} = \frac{\delta \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} + \frac{\delta \varepsilon}{(N + \varepsilon)}, \quad (3-5-1)$$

そこで、右辺の第1項が中心波長に関連する誤差、第2項はフーリエ変換で引き起こされる小数部分誤差  $\delta \varepsilon$  である。小数部分誤差  $\delta \varepsilon$  は中心波長誤差による空間的な干渉縞の変動からのフーリエ変換によって引き起こされる。干渉縞の空間周波数が中心波長の安定性により測定の間変化するならば、フーリエ変換によって計算された離散的な周波数の位相が異なってくる。Lai と Yatagai は初期位相とフーリエ変換の周波数変化との関係について議論した<sup>25)</sup>。彼らは周波数変動の誤差が周波数の差に比例して増加すると述べた。われわれのケースでは、以下のように表すことができる。

$$\delta \theta(x) = \frac{\bar{\lambda} \delta \bar{\lambda}}{2(\bar{\lambda} + \delta \bar{\lambda})}, \quad (3-5-2)$$

小数部分の誤差は次のように与えられている。

$$\delta \varepsilon = \frac{\delta \bar{\lambda}}{2(\bar{\lambda} + \delta \bar{\lambda})} = \frac{1}{2} \left( \frac{\delta \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \right) \left( \frac{1}{1 + \left( \frac{\delta \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \right)} \right). \quad (3-5-3)$$

式 (3-5-3) は、小数部分の誤差  $\delta\varepsilon$  が中心の波長相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$  に依存しているのを示す。小数部分の誤差  $\delta\varepsilon$  と中心の波長の相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$  との関係を図 3.5.1 で示す。図 3.5.1 では中心波長の相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$  が  $10^{-5}$  から  $10^{-2}$  まで変化しても、小数部分の誤差  $\delta\varepsilon$  が 0.005 以内で収まることを示している。そのため、中心波長の相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$  が約  $10^{-4}$  以下の場合、小数部分の誤差  $\delta\varepsilon$  を省略することができる。

式 (3-5-1) と (3-5-3) より、この方法による測定の総誤差は次のように与えることができる

$$\begin{aligned} \frac{\delta L}{L} &= \frac{\delta\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} + \frac{\delta\varepsilon}{(N+\varepsilon)} = \frac{\delta\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} + \frac{1}{(N+\varepsilon)} \left( \frac{1}{2} \left( \frac{\delta\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \right) \left( \frac{1}{1 + \left( \frac{\delta\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \right)} \right) \right) \\ &= \frac{\delta\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \left( 1 + \frac{1}{2(N+\varepsilon) \left( 1 + \frac{\delta\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} \right)} \right) \end{aligned} \quad (3-5-4)$$

式 (3-5-4) は測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  が中心波長の相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$ 、整数部分と小数部分に依存しているを示している。図 3.5.2 は、幾つかの整数部分  $N$  について、中心波長の相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$  と測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  との関係を示す。図 3.5.2 では、測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  が整数部分  $N$  にあまり依存せず、ほとんど中心波長の相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$  に依存することを示している。そして、中心波長の相対誤差  $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$  が  $10^{-4}$  より小さい場合、測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  は非常に小さい。

しかしながら、整数部分  $N$  が小さい場合では、測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  は整数  $N$  に大きく依存する。図 3.5.3 は整数部分  $N$  と測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  の関係を示し、測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  は整数部分  $N$  が 10 未満ならば、影響が大きくなることがわかる。

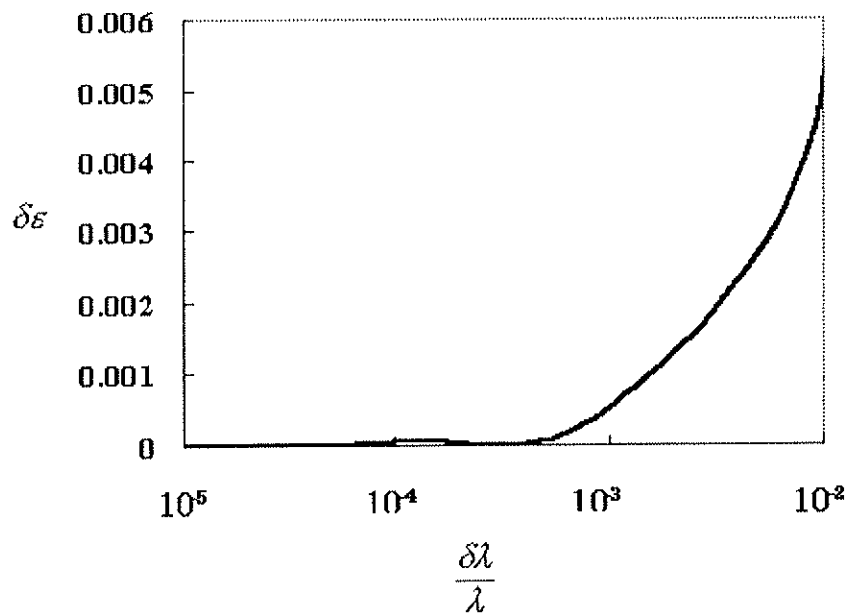


図 3.5.1 小数部分の誤差  $\delta\epsilon$  と中心波長の相対誤差  $\delta\lambda/\lambda$  との関係

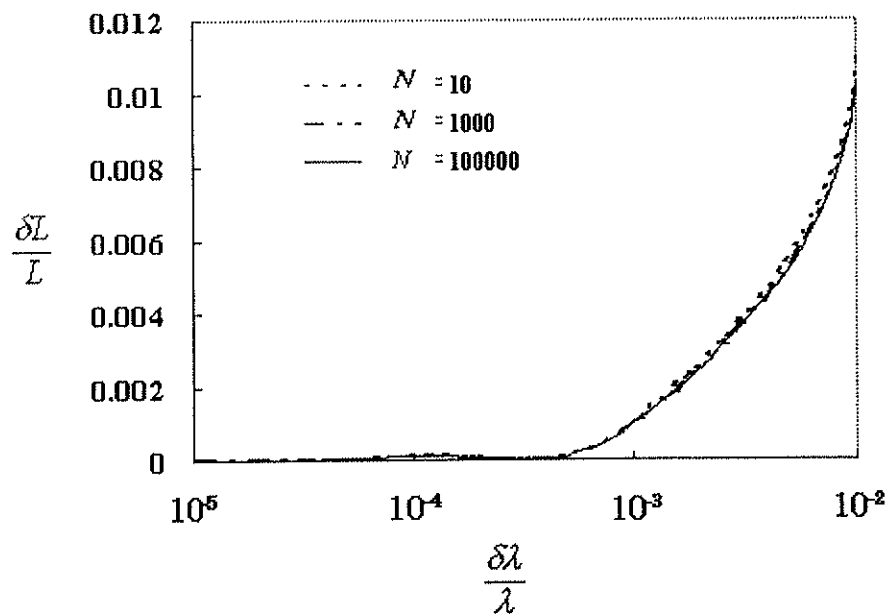


図 3.5.2 測定される高さの相対誤差  $\delta L/L$  と中心波長の相対誤差  $\delta\lambda/\lambda$  との関係 ( $\epsilon = 0.5$ )



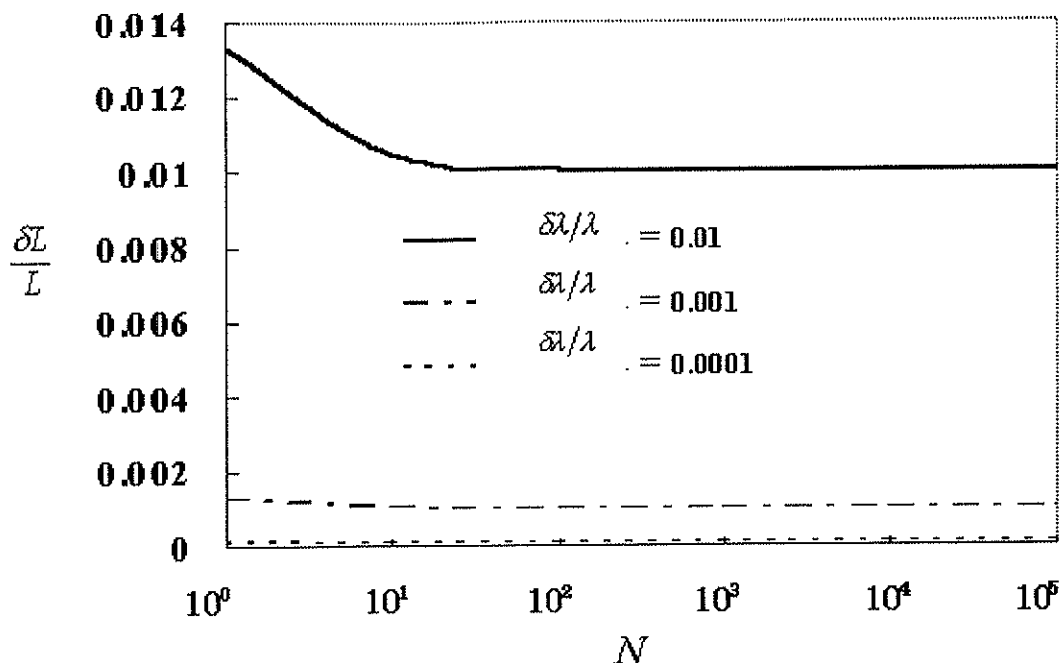


図 3.5.3 測定される高さの相対誤差  $\Delta L/L$  と整数  $N$  との関係 ( $\varepsilon = 0.5$ )

以上の結果から、この方法における誤差は中心波長の精度に依存するといえる。ここで、この方法を用いて測定対象物の高さのギャップが  $10\mu\text{m}$  のものについてシミュレーションを行った。3つの中心波長  $632.9913982\text{nm}$ 、 $543.5163331\text{nm}$ 、 $435.9562475\text{nm}$  を用いてデータを作り、そのデータを合致法に代入するときの波長精度の桁数について検討した。シミュレーションの結果を表 5.5.1 に示す。表 5.5.1 からわかるように、絶対高さの精度が中心波長の精度の桁数に寄与している。表 5.5.1 の求めた高さの大きい文字 9 に注目すると、中心波長の精度桁数が 10 桁～7 桁のとき求められた高さは 6 桁まで一致しているのに対し、精度桁数が 6 桁以下になると、求めた高さの誤差がだんだん大きくなる。精度桁数が 3 桁になると、合致ができて求められた高さが全く異なる。したがって、中心波長の精度の桁数が多いほど、合致誤差が少なく、また求められた高さの精度も高くなると結論できる。

表 3.5.1 提案された方法を使用したシミュレーションはそれぞれの有効数字の波長と得られた絶対高さとの関係を示す。1セットの1-D データが有効数字の波長から各10の数字で作られた。高さが  $10\mu\text{m}$  を対象とした。

有効数字 (桁数)	波長 $\lambda_j$ (nm)	合致誤差 $\Delta\varepsilon$	算出した絶対長 $L$ ( $\mu\text{m}$ )
10	632.9913982	0.0001	9.9999981
	543.5163331		
	435.9562475		
9	632.991398	0.0001	9.9999981
	543.516333		
	435.956247		
8	632.99139	0.0001	9.9999978
	543.51633		
	435.95624		
7	632.9913	0.0001	9.9999949
	543.5163		
	435.9562		
6	632.991	0.0001	9.999976
	543.516		
	435.956		
5	632.99	0.0008	9.999818
	543.51		
	435.95		
4	632.9	0.0032	9.9969743
	543.5		
	435.9		
3	632	0.129	11.88033
	543		
	435		

### 3.6 結論

ここでは、 $2\pi$ 位相の不確定性を検出する新しい方法を述べた。提案する方法

はフーリエ変換方法と合致法を結合する方法である。絶対長さの測定と高い測定精度を目指し、複数波長を用い、フーリエ変換法と合致法とを組み合わせることで、ブロックゲージの高さを8桁の精度で自動測定することができた。実験では、ワイドバンドスペクトルを半値幅の非常に狭いフィルターで切り出すことにより複数のスペクトルを得ることと仮定し、水銀ランプの分光スペクトルを用いて行った。干渉縞解析に用いたフーリエ変換法は、原理的に $\lambda/500$ の精度が期待される。測定可能な長さに制限がないが、長さが長くなると、合致において不確定性が生じる可能性がある。また干渉縞の次数、波長精度と整数部分が測定高さの精度へ及ぼす影響について議論した。整数 $N$ が大きい場合、高さ測定の相対誤差 $\delta L/L$ は中心波長の相対誤差 $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$ が $10^3$ 以下ならほとんど依存しないことがわかった。しかしながら、小さな整数 $N$ に対しては、中心波長の相対誤差 $\delta\bar{\lambda}/\bar{\lambda}$ は高さ測定の相対誤差 $\delta L/L$ に影響を大きくもたらす。シミュレーション結果表 5.5.1のように、より多くの有効数字が使用されるほど、より正確なことが結論づけられた。中心波長の精度が合致結果に影響し、ワイドバンドスペクトル光源を用いた場合、フィルターの半値幅と安定性に依存することがわかった。

また、測定精度は実験状態の温度、気圧、ブロックゲージとベースプレートの表面粗さと密着力 (wringing) に大きく依存する。測定では、呼寸法 6mm のブロックゲージに対し、合致誤差  $\Delta\epsilon=0.02$  で、絶対長  $L=5999115.0\text{nm}$ 、標準偏差  $\sigma=\pm 0.7\text{ nm}$  を得た。干渉縞のフーリエ変換の補間精度を上げても、ブロックゲージの初期仮定長の精度を上げても同じ測定結果となった。従ってブロックゲージの絶対長は、 $5999115.0\pm 0.7\text{nm}$  であると結論することができた。

## 参考文献

- 1)K. Creath: *Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques*, eds D. W. Robinson and G. T. Reid (Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1993) p. 94.
- 2)M. Kujawinska: *Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques*, eds D. W. Robinson and G. T. Reid (Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1993) p. 141.
- 3)K. Creath: *Progress in Optics*, ed. E. Wolf (North-Holland Elsevier Science

- Publishers, Amsterdam, 1988) Vol XXVI, p. 349.
- 4) V. Srinivasan, H. C. Liu and M. Halioua: *Appl. Opt.* **23** (1984) 3105.
  - 5) K. Hibino, B. F. Oreb, D. I. Farrant and K. G. Larkin: *J. Opt. Soc. Am. A* **14** (1997) 918.
  - 6) J. H. Bruning: *Optical Shop Testing*, ed. D. Malacara (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1978) p. 409.
  - 7) P. A. Flournoy, R. W. McClure and G. Wyntjes: *Appl. Opt.* **11** (1972) 1907.
  - 8) P. de Groot and L. Deck: *Opt. Lett.* **18** (1993) 1462.
  - 9) L. Deck and P. de Groot: *Appl. Opt.* **33** (1994) 7334.
  - 10) K. Matsui and S. Kawata: *Proc. SPIE* **1720** (1992) 124.
  - 11) T. Dresel, G. Häusler and H. Venzke: *Appl. Opt.* **31** (1992) 919.
  - 12) B. S. Lee and T. C. Strand: *Appl. Opt.* **29** (1990) 3784.
  - 13) M. Itoh, R. Tian and T. Yatagai: *Proc. SPIE* **1755** (1992) 24.
  - 14) M. Takeda, H. Ina and S. Kobayashi: *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1982) 156.
  - 15) J. Li, H. Su and X. Su: *Appl. Opt.* **36** (1997) 277.
  - 16) E. Ikonen, J. Kauppinen, T. Korkolainen, J. Luukkainen and K. Riski: *Appl. Opt.* **30** (1991) 4477.
  - 17) W. W. Macy, Jr.: *Appl. Opt.* **22** (1983) 3898.
  - 18) M. Takeda, Q. Gu, M. Kinoshita, H. Takai and Y. Takahashi: *Appl. Opt.* **36** (1997) 5347.
  - 19) A. J. Lewis: *Appl. Opt. Digest, Appl. Opt. & Opto-Elec. Conf.*, **17-20 Sep. 1990, Nottingham, UK**, ed. J. C. Dainty (1990) p. 269.
  - 20) M. Tsai, M. Itoh, T. Yatagai: *International Workshop on Interferometry, Saitama, Japan* (1996) p. 11.
  - 21) C. Candler: *Modern Interferometers* (Hilger and Watts, Glasgow, London, 1951) p. 218.
  - 22) W. H. Steel: *Interferometry*, eds A. Herzenberg and J. M. Ziman (Great Britain, Cambridge, U. P., London, 1967) p. 137.
  - 23) P. Hariharan: *Optical Interferometry* (Academic Press, New York, 1985) p. 119.
  - 24) M. Takeda and K. Mutoh: *Appl. Opt.* **22** (1983) 3977.
  - 25) G. Lai and T. Yatagai: *Appl. Opt.* **33** (1994) 3977.
  - 26) Tesa Metrology, Ltd.: *NPL-Automatic Gauge Block Interferometer catalog* (1989).
  - 27) E. Ikonen, A. Lassial, J. Luukkainen and K. Riski: *Proc. SPIE* **1756** (1992) 86.