

位相分布の非線形性を考慮した高精度光波干渉計に
関する研究

氏名 芹澤 琢磨

新潟大学院自然科学研究科博士後期課程

電気情報工学専攻

1. 序論	
1.1 研究の背景	1
1.1.1 ヘテロダイン干渉計測	4
1.1.2 位相変調干渉計測	5
1.1.3 フーリエ変換法を用いた干渉計測	6
1.1.4 白色干渉計測	7
1.1.5 2波長干渉計測	8
1.1.6 時間領域光断層計測 (TD-OCT)	10
1.1.7 スペクトラル領域光断層計測 (SD-OCT)	12
1.1.8 光周波数掃引型光断層計測 (SS-OCT)	13
1.2 研究の位置づけと目的	14
2. パルス変調半導体レーザを用いた高精度干渉計の構成	
2.1 はじめに	16
2.2 原理	
2.2.1 パルス変調半導体レーザの発振原理	17
2.2.2 位相シフト法の原理	18
2.2.3 パルス変調を用いた波長走査干渉計の原理	19
2.2.4 パルス変調干渉計における信号取得	22
2.3 実験装置	
2.3.1 パルス変調半導体レーザ干渉計	23
2.3.2 二つの干渉計による任意位相の干渉計測と干渉縞取得	24
2.3.3 CCDカメラのトリガ回路について	26
2.4 実験結果	
2.4.1 パルス変調での半導体レーザの動特性解析	28
2.4.2 パルス変調による広帯域波長走査干渉計の検討	29
2.4.3 パルス変調位相シフト法による表面形状測定	32
2.5 まとめ	40
3. スペクトラル干渉計の原理及び信号処理の検討	
3.1 はじめに	41
3.2 原理	
3.2.1 低コヒーレンス光源の干渉原理	42
3.2.2 回折格子による分光	43
3.2.3 スペクトラル干渉計の構成	44
3.3 スペクトラル干渉計における信号処理法	
3.3.1 SD-OCTにおける信号処理	46

3.3.2	線形波数リサンプリング法	48
3.2.3	CWT を用いた位相解析法の原理	49
3.2.4	数値シミュレーションによる従来法と CWT 法の比較	51
3.5	まとめ	52
4.	連続ウェーブレット変換を用いたスペクトラル干渉計による段差計測	
4.1	はじめに	53
4.2	実験装置	
4.2.1	スペクトラル干渉計を用いた段差測定	54
4.2.2	表面形状測定におけるレーザースキャン	55
4.3	実験結果	
4.3.1	スペクトラル干渉計による CWT 解析段差計測 (FWHM 15nm)	57
4.3.2	スペクトラル干渉計による CWT 解析段差計測 (FWHM 40nm)	63
4.3.3	線形波数サンプリング法を用いた段差計測 (FWHM 40nm)	68
4.4	まとめ	71
5.	結論	72
6.	参考文献	74
7.	業績	76
8.	謝辞	77

第一章 序論

1.1 研究の背景

工業技術や科学技術の高度化に伴い、工業製品の小型軽量化が進み、製品を構成する部品にもさらなる微細化が求められている。その中で表面形状（粗さ）測定や評価は、物体の性質や状態を把握や精密加工する上で欠かせない[1,2]。

従来は表面形状（粗さ）の測定の際は、試料や物体表面をなぞる触針式測定[3,4]が広く用いられてきた。触針式測定は、実際の物体表面に触れながら測定するため、高精度かつ信頼度が高い。しかし同時に、測定物体に傷がつく、一回の測定範囲が狭いため面形状測定に時間が掛かる、触針よりも小さい溝が測定不可能といった問題があった。そこで、非接触で測定可能な光計測[5-8]が注目され、今日では広く利用されている。光計測の利点は、高速に、非接触で測定できることであり、特に干渉計測では、波長を基準とし高精度で対象表面の形状[9]や変位[10]、屈折率[11,12]などの分布を縞画像として瞬時に得る。

一般的なレーザ干渉計の構成を図に示す。

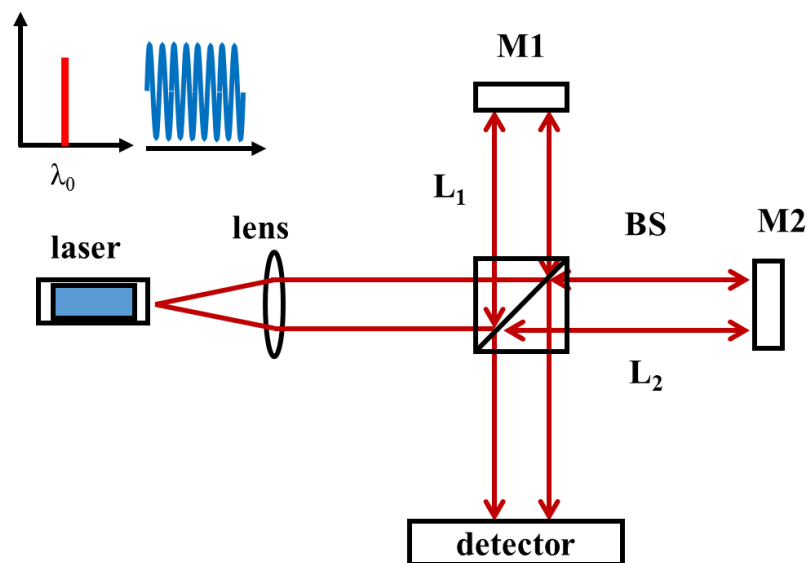


図 1.1 マイケルソン干渉計

レーザ（光源）からでた光はレンズを通り平行光とされ、ビームスプリッタ(BS)によって二分される。一方はミラー1 (M1) で反射し、もう一方はミラー2 (M2) で反射され再び BS で重なり干渉する。この干渉信号は光強度として検出器 (detector) で計測される。

このとき、ミラー1、2 の光波を式で表すと

$$E_1 = E_1 e^{-i(\omega t - kL_1(x,y))} \quad (1-1)$$

$$E_2 = E_2 e^{-i(\omega t - kL_2(x,y))} \quad (1-2)$$

ここで、 E_1, E_2 : 振幅, K : 波数, L_1, L_2 : 光路差, ω : 角周波数である。干渉強度 I は次式で示される。

$$\begin{aligned} I &= |E_1 + E_2|^2 \\ &= (E_1 + E_2) * (E_1 + E_2)^* \\ &= |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2 \{ e^{ik(L_2(x,y) - L_1(x,y))} + e^{-ik(L_2(x,y) - L_1(x,y))} \} \\ &= A + B \cos\{k(L_2(x,y) - L_1(x,y))\} \end{aligned}$$

干渉強度 I によって表される干渉信号 $S(x, y)$ は以下の式で表せる。

$$S(x, y) = A + B \cos \alpha(x, y) \quad (1-3)$$

このとき位相 $\alpha(x, y)$ は

$$\alpha(x, y) = \frac{2\pi L(x, y)}{\lambda} \quad (1-4)$$

となる。干渉信号 $S(x, y)$ より、信号の位相情報 $\alpha(x, y)$ を測定することで精度良く抽出し、光路差 $L(x, y)$ を導出するため比較的短時間で物体の凹凸情報を高精度に得ることが出来る。

下図に一般的な長さ計測法、測定範囲と分解能の関係を示す。一般的に、干渉計測における干渉計は光源の波長により大きく分けられる。半導体レーザのような単波長光源を用いた高コヒーレンス干渉計と白色光源やスーパーluminescentダイオード (SLD) といった多波長光源を使用する低コヒーレンス干渉計に区別される。高コヒーレンス干渉計は高精度測定 (数 nm 程度) を可能とし、物体測定や光学部品、ウェハの形状測定や性能評価に用い、半波長以下 (数百 nm 以下) の微細形状測定への応用が盛んである。また低コヒーレンス干渉計は振幅ピークから位置情報を導出し半波長以上 (μm 以上) の形状測定を可能とするため段差物体や薄膜形状等に応用される。低コヒーレンス干渉計の原理を利用した光断層計測 (OCT) 技術は医療分野への応用が盛んである。

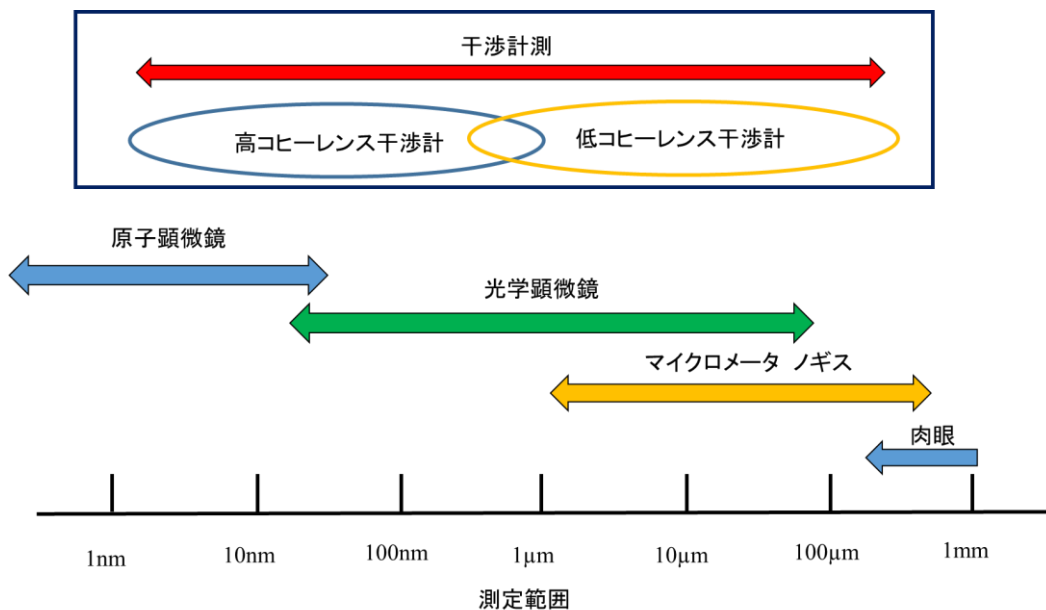


図 1.2 一般的な長さ計測法と測定範囲

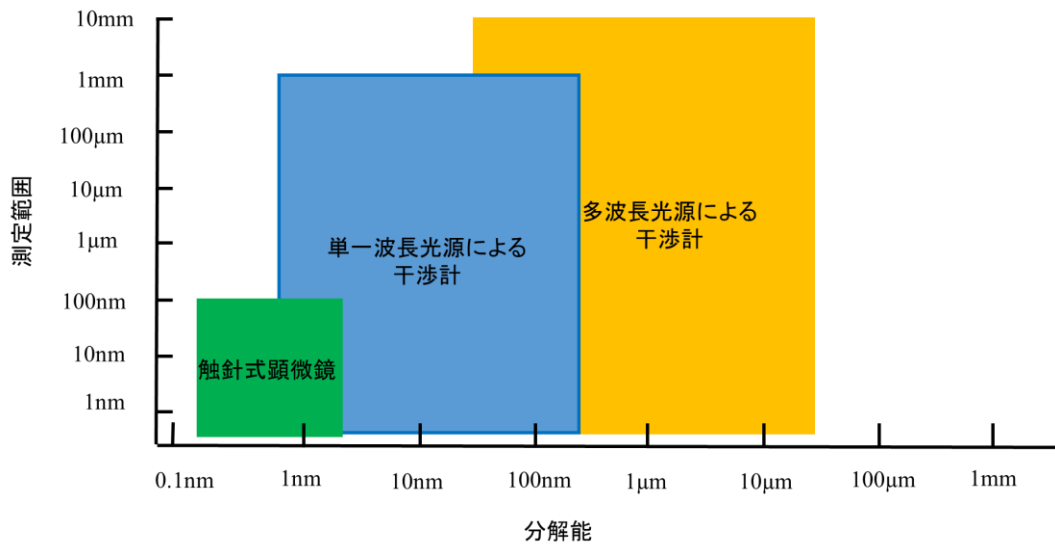


図 1.3 測定範囲と分解能

しかし、干渉計測は外乱の影響を受けやすく、振動や空気の揺らぎの大きな環境では測定誤差を生じる。そこで近年、時々刻々に得られる縞画像からなるべく高速にその位相情報を取り出し、外乱の大きな環境下でも様々な物理現象を高精度で測定可能な干渉測定技術が要求される。この要求に応えるため、様々な干渉計測法が提案された。

まず干渉計の安定化に向け、光学系自体に工夫が施された。一般的にマイケルソン干渉計は2つの光束がそれぞれ別々の光路を通過して干渉するため、振動など外乱の影響を受けやすい。そこで、外乱に強い干渉計としてフィゾー干渉計が提案された。

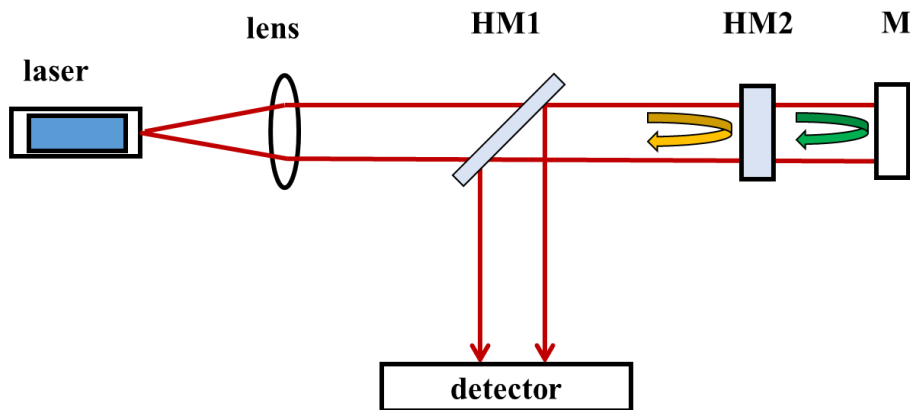


図 1.4 フィゾー干渉計

レーザから出た光はレンズで平行光となり、ハーフミラー1 (HM1) を透過する。透過した光はハーフミラー2 (HM2) とミラーM でそれぞれ反射し、HM1 で干渉が生じる。その干渉信号を検出器で取り出す。この干渉計は2つの光波がほぼ同じ光路を辿って干渉が生じるため、光学系の構成が非常にコンパクトで干渉信号の安定性が高い。

従来、干渉計から得られた位相情報 $\alpha(x, y)$ を取り出す際、位相測定が縞周期を肉眼や物差しを用いて測定が行われていた。しかし干渉信号 $S(x, y)$ のオフセット成分 **A**、振幅成分 **B** の影響により縞の不鮮明さにより正確な位相測定が制限され、測定精度は光源波長の 1/10 程度が限界であった。測定精度向上を目指し、バイアス成分 **A**、振幅成分 **B** を除去するため任意に時間変化や周波数変化を与えた測定法が提案された。代表的なものとしてヘテロダイン干渉法[13]、位相変調干渉法[14]、フーリエ変換法[15]があり、微小な位相変化を測定するため波長の 1/100 程度の測定精度を達成できるようになった。

1.1.1 ヘテロダイン干渉計測

周波数の異なる波が重なるとうねり（ビート）という周波数差の新しい波が生じる。このビートから情報を取り出す手法をヘテロダイン法と呼ぶ。光波干渉計に対しても同様に、周波数の異なる光波を用意し、干渉させることで光のビート信号を生成する。このビート信号から位相情報を取り出し測定を行うのがヘテロダイン干渉計である。

ヘテロダイン干渉計の構成図を下図に示す。

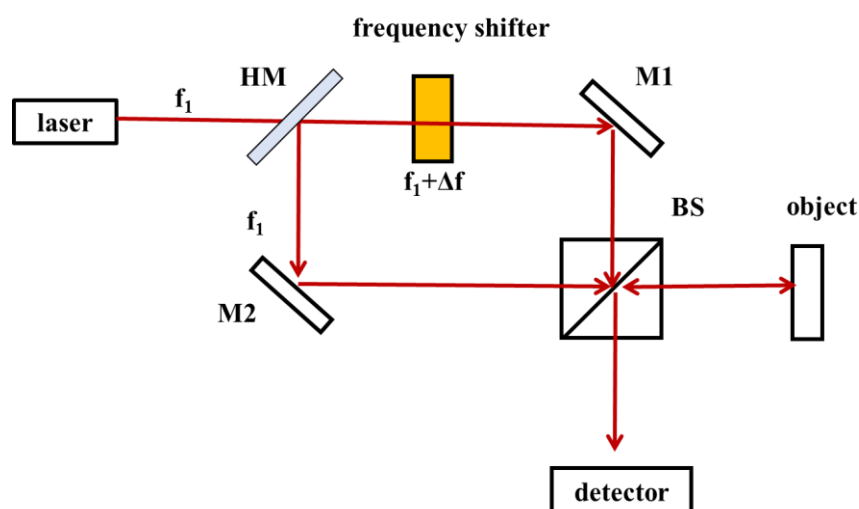


図 1.5 ヘテロダイン干渉計

レーザから出た光はハーフミラーで2つの光波に分られる。一方の光は、周波数シフターにより周波数をわずかに変化させた参照光とし、もう一方を物体光として扱う。式(1-1)よりそれぞれの光波は以下で表せる。

$$E_1 = E_1 e^{-i(2\pi f_1 t - \varphi_1(x, y))} \quad (1-5)$$

$$E_2 = E_2 e^{-i(2\pi(f_1 + \Delta f)t - \varphi_2(x, y))} \quad (1-6)$$

このとき得られる干渉信号は、

$$S(t) = A + B \cos\{(2\pi \Delta f t + \Delta\varphi)\} \quad (1-7)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_2(x, y) - \varphi_1(x, y) \quad (1-8)$$

となる。この干渉信号から参照光と物体光情報を取り出す。位相計を用い参照信号の位相と

基準とし物体光との位相差 $\Delta\phi$ を導出する。この方法は、光強度変化によらず精度が高く、信号から位相差を判別するため位相の進みや遅れが区別できる利点がある。ただし、正確な周波数シフトや光学系の調整が難しい欠点も持つ。

1.1.2 位相変調干渉計測

干渉信号における位相は式より光路差が変化すると位相も同時に変化する。この性質を利用し位相変化を与えるのが光路差位相変調法である。光路差変化を与えるため参照ミラーの走査、屈折を利用したガラス板の回転や回折光等を用いる。参照ミラーの走査による位相変調法を例に挙げ、図 1.6 に位相変調干渉計を示す。ピエゾ素子を用い光軸に沿って光路差に時間的变化を与え、位相が変化した干渉縞を取得する。このとき干渉縞が $\pi/2$ ずつ変化するよう4回測定し、そこから物体の位相情報を取り出す。高精度測定の実現には位相変化を捉える必要があり、機械的可動部の精密制御が必要となる。また位相変化を複数画像から導出するため高速測定に適さない。この他に、新たな変調方法として半導体レーザの注入電流による直接変調法が提案され機械的可動部を使用せずに位相を高速変調できるようになった。しかし半導体レーザの光出力は注入電流に依存するため、光強度変化し測定時の誤差に繋がる。

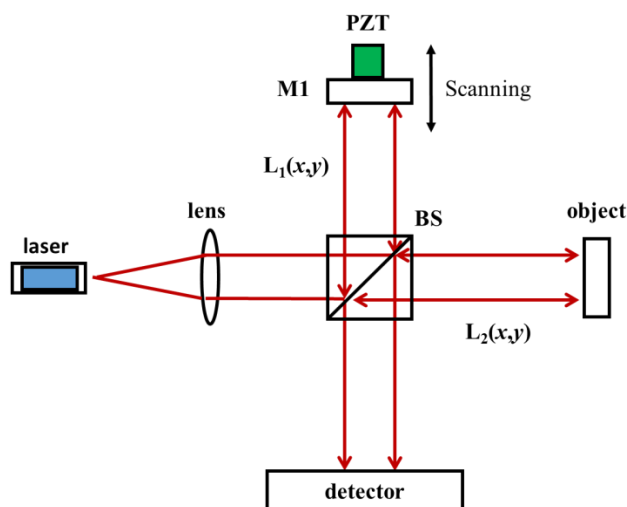


図 1.6 位相変調干渉計(PZT 駆動)

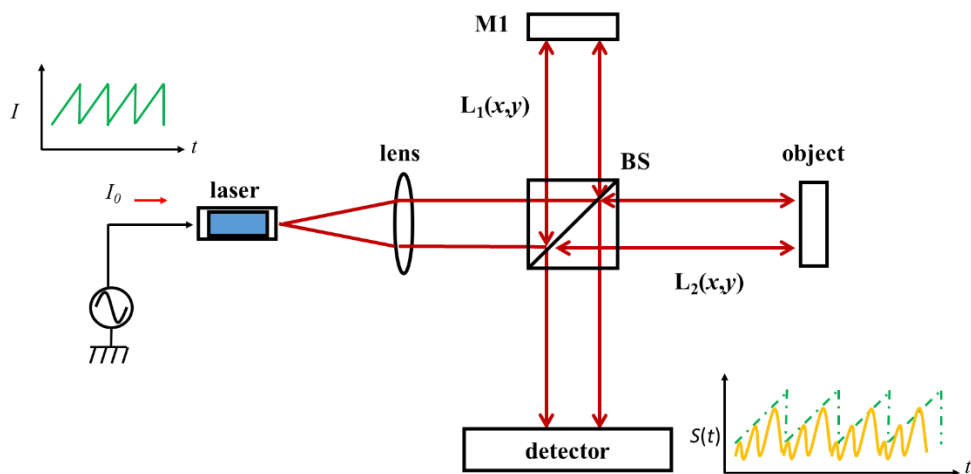


図 1.7 位相変調干渉計(直接変調)

1.1.3 フーリエ変換法を用いた干渉計測

複数の画像から位相を取り出すのではなく一枚の画像から抜き出す方法として提案されたのがフーリエ変換法であり、高速測定に適している。フーリエ変換法では参照面または物体面に微かな傾きを与え傾き成分を持つ干渉縞を形状の干渉縞に加える。この両者から生成される干渉縞にフーリエ変換を施すと物体情報を含む成分とノイズなどのバイアス成分を分離できる。ここから物体情報のみを取り出し、逆フーリエ変換すると位相情報を取り出す。縞画像を取り込む必要はないものの、光学系の収差等から画像が歪むと解析精度が低下する。

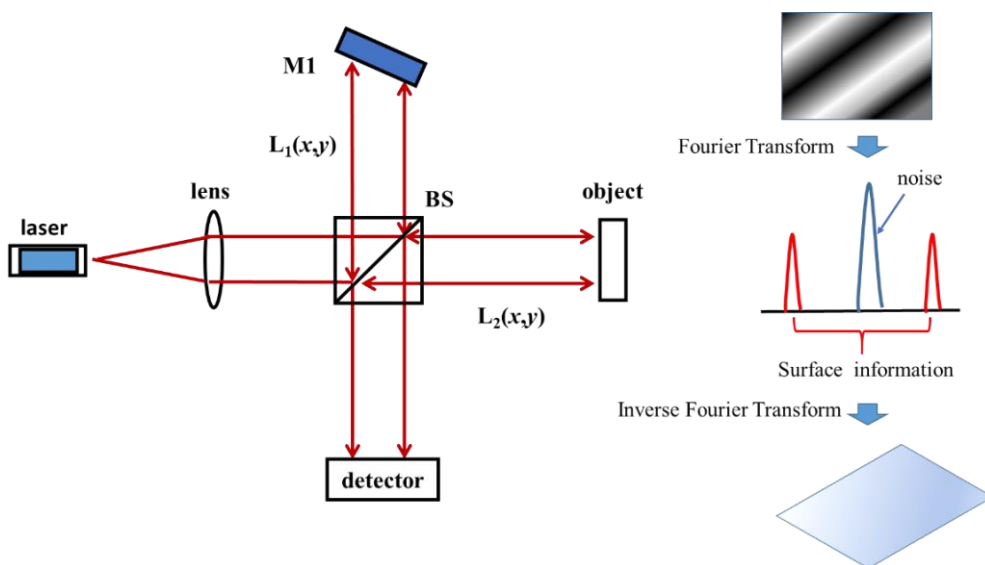


図 1.8 フーリエ変換法を用いた干渉計

高コヒーレンス干渉計は様々な干渉法を基に高精度測定を実現できるが、単波長レーザを用いた計測であるため、得られる位相情報は半波長ごとに繰り返され、計測範囲は半波長以下に制限される。高精度な干渉計測法の応用を nm から μm まで範囲拡大を目指し、提案されたのが白色干渉法や2波長法であり、またこの白色干渉法をもとに光断層測定 (OCT) が実現されている。

1.1.4 白色干渉計測

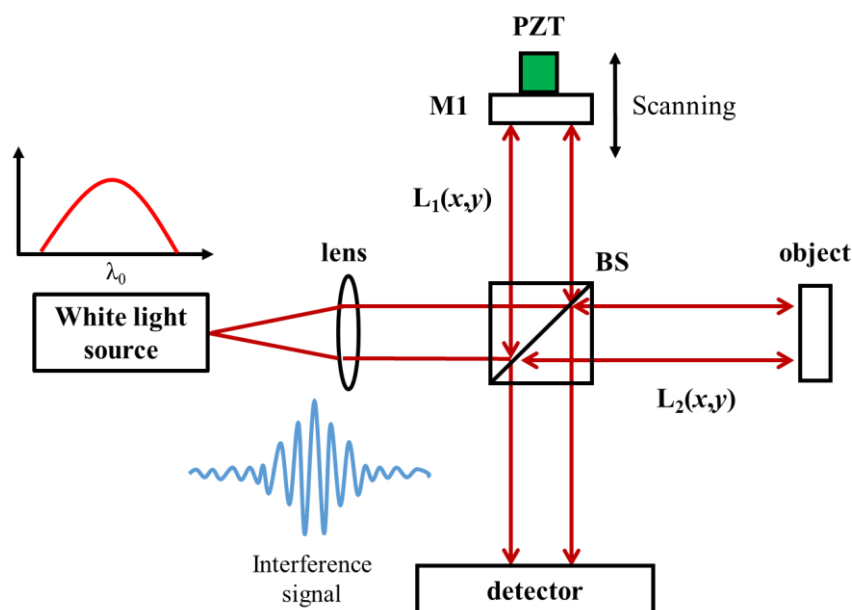


図 1.9 白色干渉計測

図に白色干渉計の構成を示す。光源にはランプや太陽光など光の発振波長幅が広く干渉が起りにくい低コヒーレンス光源を用いる。この光源に用いた干渉計は可干渉距離が $10\mu\text{m}$ 以下の時にのみ干渉が起こる性質を持つ。この性質を利用し、参照ミラーを機械的に走査し干渉信号を生成し、得られた干渉信号の振幅最大点から光路差を導出する方法が白色干渉法、または低コヒーレンス干渉法と呼ぶ。このとき干渉信号は

$$S(x, y) = A + R[L(x, y)] \cdot B \cos \alpha(x, y) \quad (1-9)$$

$$\alpha(x, y) = \frac{2\pi L(x, y)}{\lambda_0} \quad (1-10)$$

R, α, λ_0 はそれぞれコヒーレンス関数、位相情報、中心波長である。コヒーレンス関数 R は光路差 $L=0$ のとき最大値をとり、光路差が大きくなるにつれ減衰する。

参照ミラー $M1$ の機械的走査にはピエゾ圧電素子等を用いる。しかし、干渉信号の生成範囲が精機械的走査幅に依存するため、測定時間が掛かる。

1.1.5 2 波長干渉計測

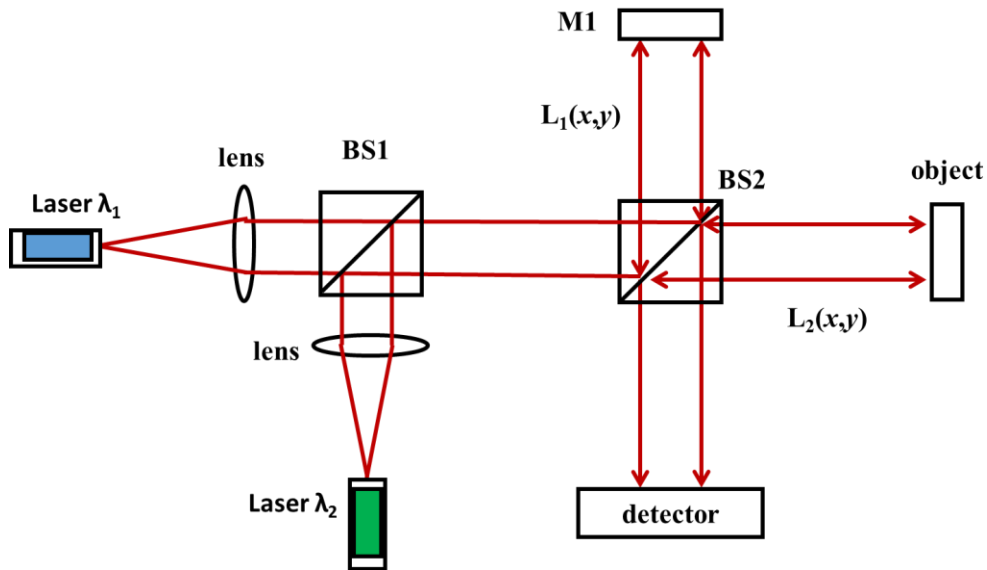


図 1.10 波長干渉計測

波長が異なる 2 つのレーザ光を用い、それぞれの光源から測定される干渉縞から位相差を導出する方法である。光源の波長を λ_1 、 λ_2 、 $\lambda_2 > \lambda_1$ とした時、位相はそれぞれ

$$\alpha_1(x, y) = \frac{2\pi L(x, y)}{\lambda_1} \quad (1-11)$$

$$\alpha_2(x, y) = \frac{2\pi L(x, y)}{\lambda_2} \quad (1-12)$$

となる。このとき位相差は

$$\Delta\alpha(x, y) = 2\pi L(x, y) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = \frac{2\pi L(x, y)}{\Lambda} \quad (1-13)$$

$$\Lambda = \left| \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right| \quad (1-14)$$

Λ は等価波長と呼ばれ、2 つの波長から決定する。波長差が小さいほど等価波長が大きくなり、 μm 範囲の測定が可能となる。光路差 $L(x, y)$ は等価波長と位相差から求まる。このときの波長と位相の関係を図に示す。

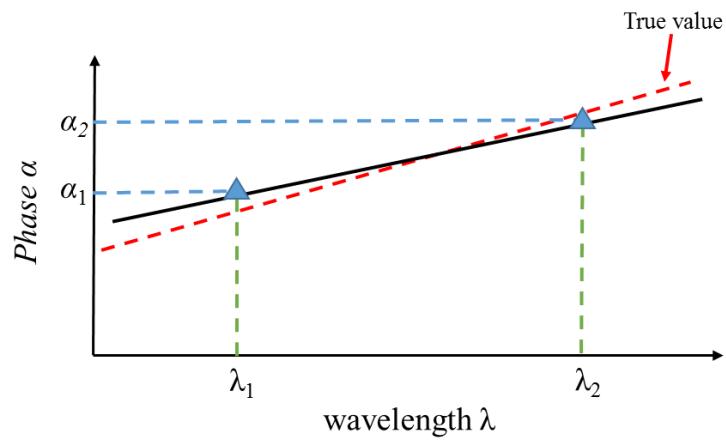


図 1.11 位相と波長の関係

位相と波長を正確に測定出来れば、真値に近い値をとり高精度測定を実現するが、実際には位相測定誤差が生じ、真値からずれる。また測定範囲を拡大するため2つの波長差を小さくした場合、位相測定誤差の影響が大きくなり精度が悪くなる。

1.1.6 時間領域光断層計測 (TD-OCT)

OCT[16]は低コヒーレンス干渉計の技術に基づき、赤外光が皮膚組織を透過する性質を用いた断層画像形成する手法であり、生体イメージング技術として眼底検査、皮膚検査など医療分野へ応用されている。OCTは大きく分け、時間領域 OCT(TD-OCT)とフーリエ領域 OCT(FD-OCT)に分類される。

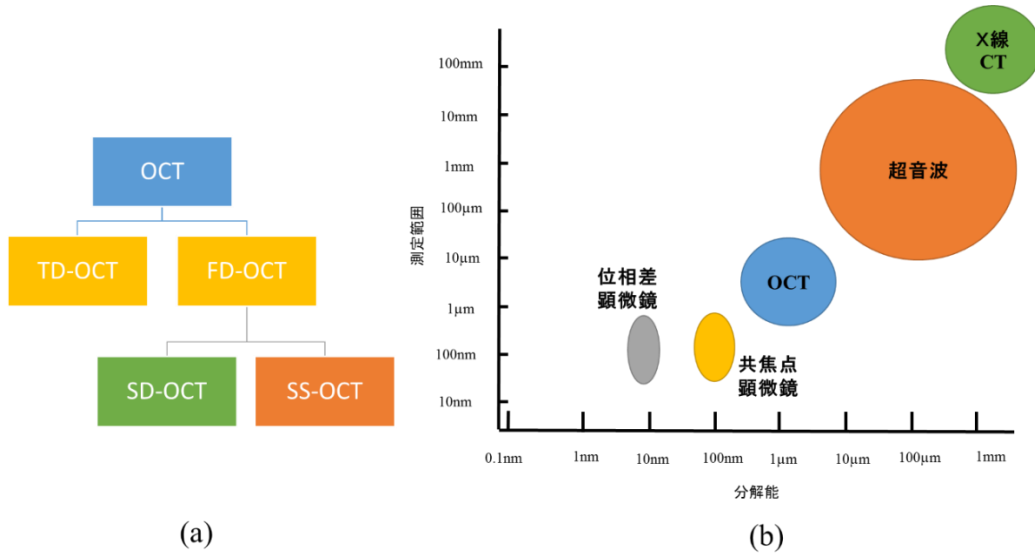


図 1.12 光断層計測 OCT : (a) OCT の分類 (b) 生体イメージング技術の分類

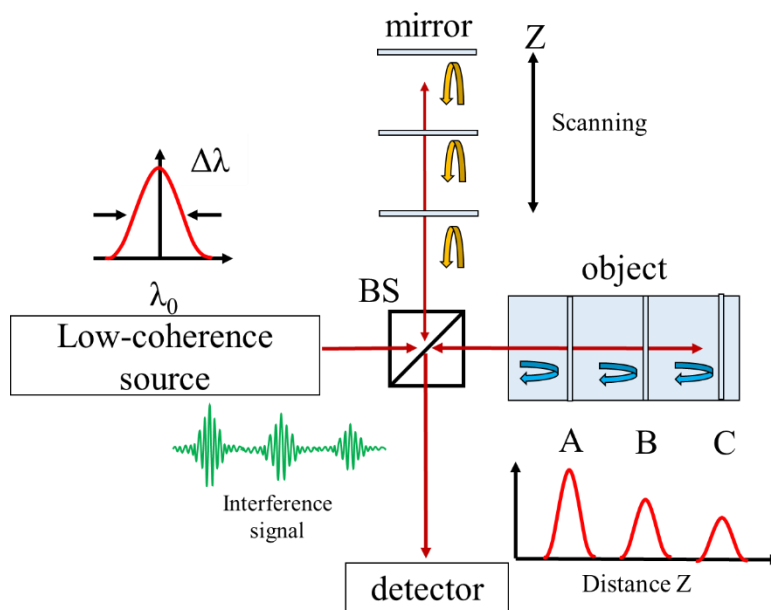


図 1.13 TD-OCT

光源には低コヒーレンス光源を用い、ミラーを機械的に走査しながら干渉信号を生成する。干渉信号のピークから物体位置を特定する。位相を用いずに位置や形状を波長情報や時間差から光路差計測するため半波長以上測定が可能である。しかし、白色干渉計測と同様に測定範囲や測定時間は機械的走査に依存する問題があった。そこで提案されたのは **FD-OCT** であり、高速で高精度な測定を実現する。**FD-OCT** は広帯域光源と回折格子に用い、干渉信号の波長を空間的に並べ、フーリエ解析を行うスペクトラル領域 **OCT(SD-OCT)** と広帯域光源の波長を掃引した光源を用いるスウェプトソース **OCT(SS-OCT)** がある。

1.1.7 スペクトラル領域光断層計測 (SD-OCT)

SD-OCT 干渉計は TD-OCT に比べ、機械的可動部を必要とせず、高速かつ高精度な計測を実現する。図に SD-OCT の原理図を示す。

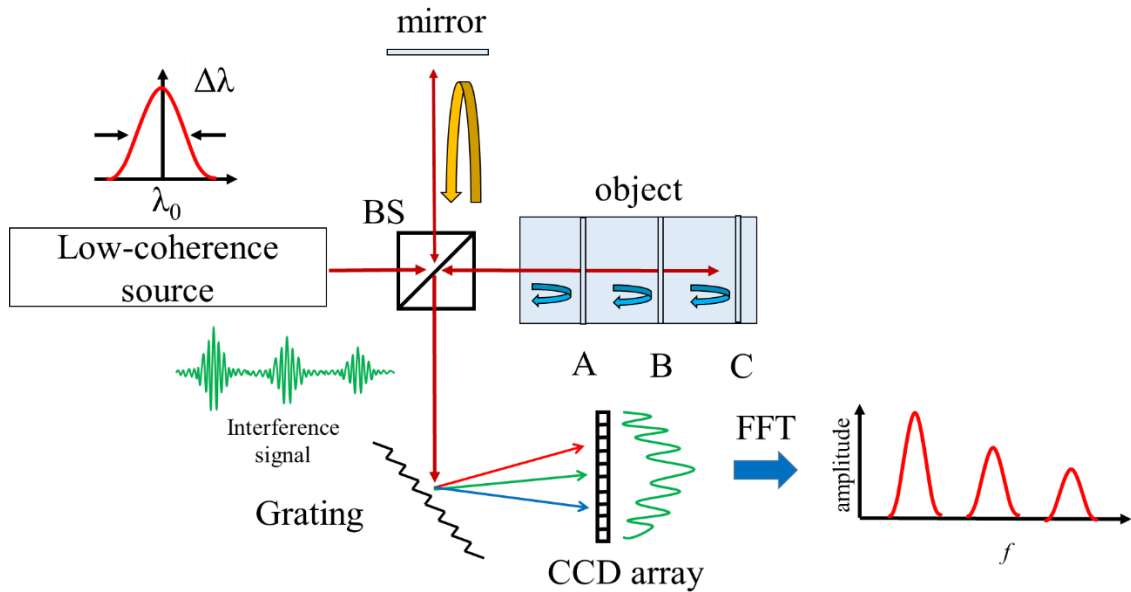


図 1.14 FD-OCT

TD-OCT と同様に光源には広帯域光源を使用する。レーザ光は BS で二分され、参照ミラー (mirror) と対象物体(object)で反射する。それぞれの光は BS で重なり干渉する。干渉信号は回折格子 (grating) により空間的に分光され、光検出器である CCD array で受光される。このとき CCD array 上では波長ごとに位相情報が並べられ、干渉縞を生成する。この信号に高速フーリエ変換 (FFT) を行い周波数解析する。光路差 L による変化は干渉縞周期に表れるため、周波数変化から光路差 L を導出できる。しかし、波長を空間的に線形に並べると、位相は非線形な変化を示し得られる信号は非線形な干渉信号となる。そのため FFT 解析では非線形信号の時間、空間的变化の正確な取得は困難である。

1.1.8 光周波数掃引型光断層計測 (SS-OCT)

SD-OCTは分光器を用いてスペクトラル情報を求めていたが、SS-OCTでは光源の波長を掃引しスペクトラルを得る方法である。図にSS-OCTの原理図を示す。

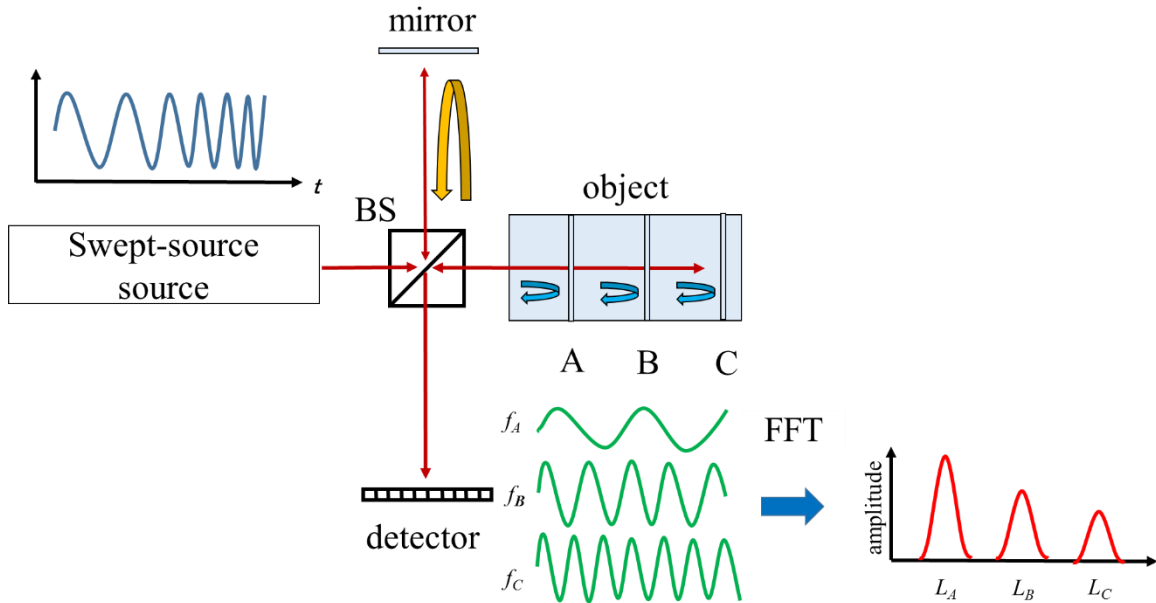


図 1.15 SS-OCT

光源には光周波数を時間的に直線的に変化させた光掃引光源を用いる。レーザ光はBSで二分され、参照ミラー (mirror) と対象物体(object)で反射する。それぞれの光はBSで重なり干渉する。この干渉信号は光源の周波数変化と物体との光路差により生成されるため、光路差の変化は周波数変化として表れる。検出器で得られた干渉信号をフーリエ変換し、深さ方向のスペクトラルを求め、得られた周波数情報から光路差を導出する。原理はSD-OCTと同様であるものの分光器が不要なため光学系は簡素であり、光源の掃引時間を短くすれば信号取得の高速化につながり動きのある物体測定にも強くSD-OCT以上の性能を発揮する。近年では、SD-OCTは830nm帯域の光源、SS-OCTでは1.3 μ m帯域の利用が主流になってきている。

手法	精度	レンジ	光学系	速度
ヘテロダイン干渉法	○	○	×	△
位相変調(光路差変調)	○	△	△	×
直接変調	△	○	○	○
フーリエ変換法	×	△	○	○

図 1.16 nm 精度の表面形状測定法の比較

手法	精度	レンジ	光学系	速度
白色干渉法	△	△	△	×
2波長法	×	○	△	○
TD-OCT	△	△	△	×
SD-OCT	△	○	○	○
SS-OCT	○	○	○	○

図 1.17 μm 精度の表面形状測定法の比較

1.2 研究の位置づけと目的

従来の単一波長光源を用いた干渉計測では、干渉信号における正確な位相変化を捉え、波長 $\lambda/100$ 程度の高精度測定を実現してきた。しかし、精度の高い干渉計測法は光学系や光軸調整が複雑となり、光学アライメントが比較的簡素な干渉計測法は精度が低下する問題があった。コヒーレンス長を利用した低コヒーレンス干渉計測や2波長法では測定レンジはnmから μm に拡大され複雑な形状や断層計測を可能となったが、機械的可動部が必要なことや位相測定誤差による真値との違いが出る。OCTにおける測定精度は光源の中心波長と波長幅に依存するため、測定精度向上を目指すにはさらに広帯域の波長幅を持つ光源の使用が予想される。しかし一般的に用いられるフーリエ変換を用いた信号処理では波長変化によって生じる位相変化や周波数波数変化を正確に捉えられず、測定誤差の原因になる。

本研究では、まずnm精度の表面形状測定法における直接変調の精度改善を目指し、半導体レーザと位相シフト法を用いて外乱による影響を受けにくい高精度干渉計について新たな手法を提案する。本研究室では直接変調時の注入電流をパルス状に印加すると光強度一定で大きな波長変化を得ることを見出した。この特徴を利用し、光強度変化による誤差を生じない干渉計を構成した。また同時に、従来はパルス変調時に発生する高速な位相変化をCCD

カメラの応答速度の関係から捉えることが出来ず、変調特性を活かしきれずにいた。そこで半導体レーザを用いた干渉計における高速な信号を低速カメラで取得可能とするために、繰り返し信号は時間がかかるものの、低い周波数でサンプリングを行うことで元の波形を再現できることを利用し、新たな信号処理技術としてダウンサンプリング法を提案し、物体表面形状測定を行った。このとき平面ミラーは $RMS=10nm$ 、凹面鏡（曲率半径 $2500mm$ ）においては $RMS=22nm$ での測定を実現した。

また μm 精度の表面形状測定法においては、SD-OCT で生成される干渉信号の波数が一様でない非線形信号となり、解析した際に測定誤差を生じる問題について注目した。

従来は、時間あるいは空間的变化を捉えるために短時間フーリエ変換 (STFT) が用いられる。STFT は短時間で区切られる窓関数をシフトしながら解析を行う。しかし窓関数内に非線形性が残る場合、非線形性を取り除けない。また波数を線形に直すリスケーリング法が用いるが、非線形性を近似して扱う。この問題を解決するために、本研究では連続ウェーブレット変換 (CWT) を用いた信号処理を提案し、多波長干渉計による段差測定を行った。まず段差 $40\mu m$ と仮定した際の数値シミュレーションを行い、段差 $L=40.01\mu m$ という結果が得られ、本手法による計測が可能であることを確認した。実験ではマイケルソン干渉計と回折格子を用いたスペクトラル干渉計を構成し、二枚のゲージブロック（厚さ： $1.03mm$ 、 $1.07mm$ ）の表面形状測定を行った。得られた干渉信号に CWT を適用し、干渉信号の波長に対応した位相を導出し、位相と波長の関係式から光路差を導出した。1 ライン形状の測定時、繰り返し測定による誤差は $65.1nm$ となり、三次元表面形状では理論段差形状との誤差は $120nm$ となった。

第2章 パルス変調半導体レーザを用いた高精度干渉計の構成

2.1 はじめに

干渉信号の位相を段階ごとに変化させた縞画像から位相分布を導出する位相シフト法を用いた干渉計測は高精度な表面形状測定が実現する。一般的に、位相を段階的に変化させるためにピエゾ素子や音響光学素子などを用い、干渉計の光路差変化を与える。

近年では、新しい位相変調方法として半導体レーザに注入電流を印加し波長を変化させる直接変調法が提案された。この手法は、ピエゾ素子などの機械的可動部を必要とせず位相変調を行うため高速変調が可能であり、光学系がコンパクトな構成に出来る。しかし、任意の位相変化をうるためにステップ[17,18]、三角波、正弦波状[19]の注入電流を用いて測定を行うため強度変化による測定誤差が生じる。この影響を除くため従来は、強度変化を観測しながら測定を行い、注入電流を制御する方法や光源を2つ用いる光熱変調法[20,21]が提案された。しかし、両者とも光学系の構成が複雑になる問題があった。

本研究では、直接変調時にパルス状の注入電流を用いると波長は急激な変化を示しつつ光強度一定の広帯域波長走査が可能であることを見出し、このパルス変調半導体レーザと位相シフト法を組み合わせた強度変化による誤差の少ない高精度干渉計測の構成を目指す。

パルス変調時に得られる干渉信号は時間変化とともに波長変化率は緩やかな変化を示すため、正確に位相シフト量を定めることが困難である。そこで2つの干渉計を用いそれぞれの干渉信号を独立に発生させ、一方をタイミング信号として扱い物体情報を持つ干渉信号をサンプリングし、波長変化に対応する。また従来のパルス変調半導体レーザを用いた干渉計[22]に比べ、パルス変調直後における信号取得、参照面に対しほぼ同軸型の干渉計の構成を行い、さらに測定精度向上とともに本説の原理及び有用性の確認を行った。

実験ではまず、本研究に用いる半導体レーザをパルス変調し、印加するパルス状注入電流の波高値を変化させ、観測される位相変化の結果よりパルス変調によって変化する波長の導出を行った。次に、干渉計の構成を1つから2つに変更し、光路差をそれぞれ適切に設定してフォトダイオードにより任意の位相変化を得ることを確認した。その後、一方の干渉計の受光素子を CCD カメラに変更し、他方の干渉計のフォトダイオードで得られた信号をもとにゼロクロス点ごとでトリガ信号を生成し、実際に $\pi/2$ ごとの縞画像取得を行った。得られた干渉縞画像をもとに4ステップ位相シフト法を適用し、平面ミラー、凹面鏡における表面形状測定を行った。

2.2 原理

2.2.1 パルス変調による半導体レーザの発振原理

半導体レーザは波長チューニング特性があり、注入電流により波長変化を与えることが出来る。注入電流による波長変化は以下のように表す。

$$\Delta\lambda = \beta \cdot \Delta I \quad (2-1)$$

注入電流効率 β [nm/mA]と注入電流 I [mA]である。以上の式より、注入電流 I が増加するほど波長が大きくなる。

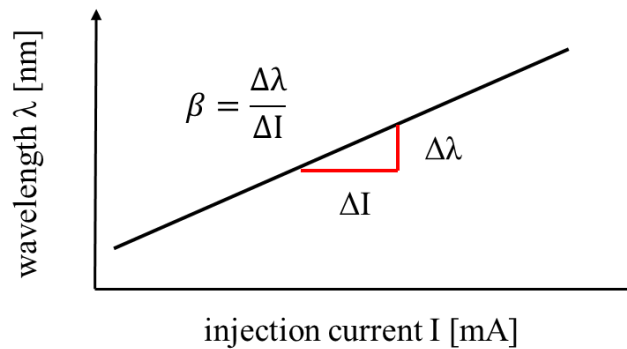


図 2.1 波長 - 電流特性

パルス変調による半導体レーザの波長走査の図を下図に示す。半導体レーザにパルス状電流を印加すると急激な波長変化が起こる。また光出力は注入電流に依存するため、注入電流が一定の際は光強度も一定になる。このため、パルス変調を用いると光強度一定のまま広い波長変化をもたらす。

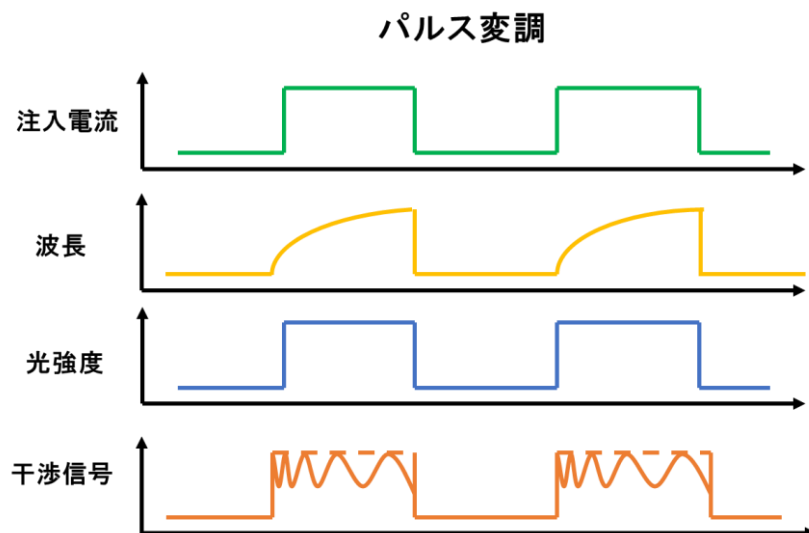


図 2.2 パルス変調によるレーザ出力

2.2.2 位相シフト法の原理

位相シフト法とは、位相を $\pi/2$ ごとずらした 4 枚の干渉縞画像から位相情報を取り出し、位相情報とレーザの波長により物体の高さを再生する方法である。

ある点での干渉による成分 $a\cos\varphi$ 、干渉によらない成分を b によって表すと $a\cos\varphi+b$ と表せる。位相シフト法では位相シフト量 0 と考え、 $\pi/2$ ごと位相シフトさせた 4 枚の画像、 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ により高さの元となる位相 φ を導き高さ h を計算する。

$$\text{シフト量 } 0 \quad I_0 = a\cos(\varphi) + b \quad (2-2)$$

$$\text{シフト量 } \pi/2 \quad I_1 = a\cos\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) + b \quad (2-3)$$

$$\text{シフト量 } \pi \quad I_2 = a\cos(\varphi + \pi) + b \quad (2-4)$$

$$\text{シフト量 } 3\pi/2 \quad I_3 = a\cos\left(\varphi + \frac{3\pi}{2}\right) + b \quad (2-5)$$

これにより直流成分 b を取り除いた成分を求めることが出来る。

$$\text{シフト量 } 3\pi/2 - \pi/2 \quad I_3 - I_1 = 2a\sin\varphi \dots A \quad (2-6)$$

$$\text{シフト量 } 0 - \pi \quad I_0 - I_2 = 2a\cos\varphi \dots B \quad (2-7)$$

A, B の両式より位相 φ は

$$\tan \varphi = \frac{I_3 - I_1}{I_0 - I_2} \therefore \varphi = \tan^{-1} \left(\frac{I_3 - I_1}{I_0 - I_2} \right) \quad (2-8)$$

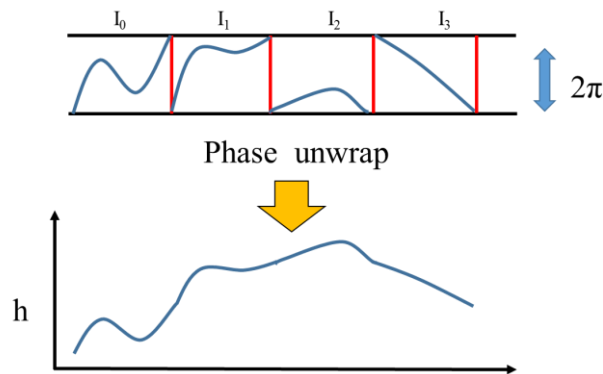


図 2.3 位相接続法

φ は $\pi \sim -\pi$ までの範囲でしか表現することができないため計算対象となる画像全体では、実際の計算では位相が連続して変化していても値が π でリセットする。そのために π から $-\pi$ の変化時には位相が連続していると見なし、繋げて計算処理をする位相接続を行う。高さ h については、位相 φ とレーザの波長 λ を用いて

$$h = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi \quad \text{と計算する。}$$

2.2.3 パルス変調を用いた波長走査干渉計の原理

パルス変調では位相変化率が一定ではないため、干渉信号は非線形信号となる。そこで異なる光路差の干渉計を二つ用意し干渉信号を独立に発生させる。片方を物体形状測定する干渉計1、もう一方をサンプリングするためのタイミング信号の生成をする干渉計2とし扱う。干渉計での干渉信号の位相の出現と波長の変化による位相の変化の関係について説明する。

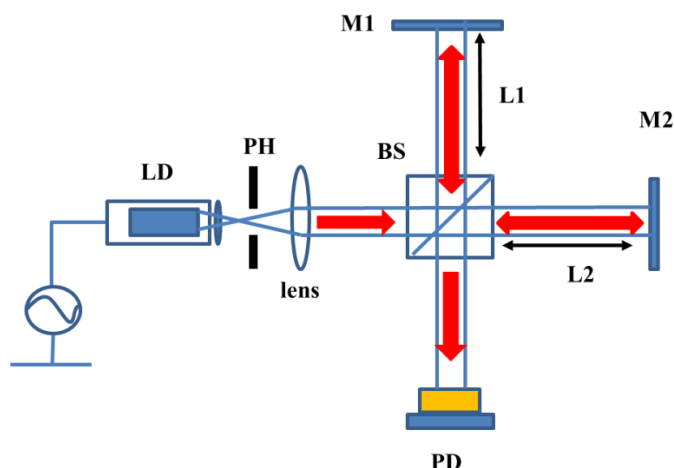


図 2.4 一般的な干渉計

レーザから出た光はレンズで平行光にされた後ビームスプリッタ（以下 BS）を通りミラー 1、ミラー 2 に反射し、反射する前と同様の光路をたどって PD 上で干渉する。このとき干渉計での位相 α を光路差($L=2|L_1-L_2|$) とレーザの波長 λ_0 によって

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} L \quad (2-8)$$

と表すことが出来る。

レーザの注入電流に対して変調をかけるとレーザの注入電流が $\Delta \lambda$ 変化する。

このとき、 $\lambda = \lambda_0 + \Delta \lambda$ となる。その際観測される干渉計での位相 α_c は、

$$\alpha_c = \frac{2\pi L}{\lambda_0 + \Delta \lambda} \quad (2-9)$$

と表せる。これを変形すると

$$\alpha_c = \frac{2\pi L}{\lambda_0} + \frac{2\pi L}{\lambda_0^2} \Delta \lambda \quad (2-10)$$

と変形すると変調による干渉信号の位相変化 $\Delta \alpha$ は

$$\Delta \alpha = \frac{2\pi L}{\lambda_0^2} \Delta \lambda \quad (2-11)$$

となり、位相変化は波長変化と光路差変化に依存する。

次に一つのレーザから出た光を 2 つの干渉計に導入する構成の干渉計を考える。

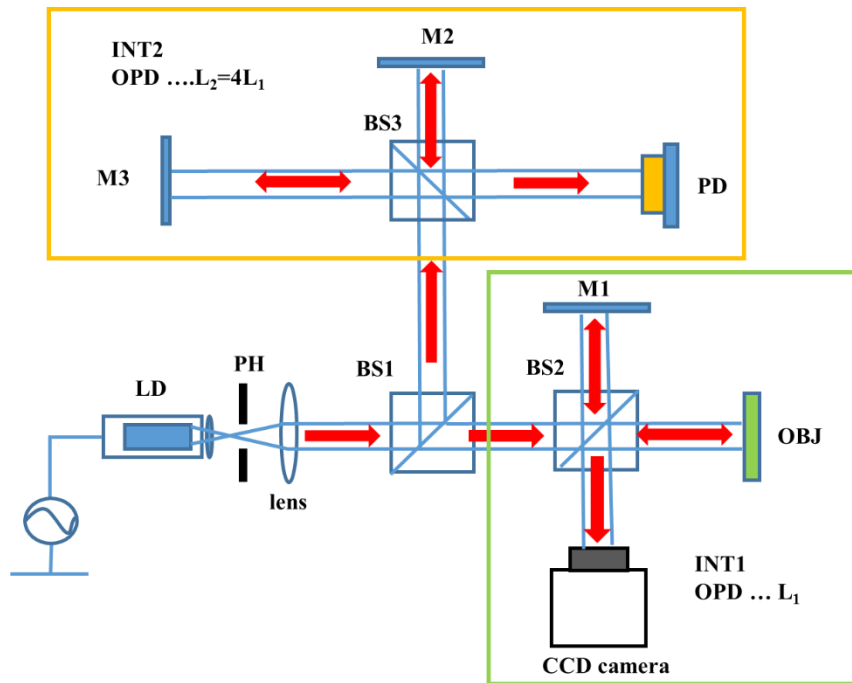


図 2.5 2 系列の干渉計の構成(二光束型)

レーザから出た光は BS1 を通り、2 本にわけたそれぞれの光が干渉計 1 と 2 に向かって入射し、BS2,BS3 で再び 2 本に分けられ、M 1 と OBJ で反射し、BS2 で干渉する物体情報を持つ干渉信号と、M 1 と M3 で反射し、BS3 での干渉信号を独立に生成する。このため一方の干渉計の光路差 L_1 、もう一方の干渉計の光路差 L_2 の比により位相を変えることが可能となる。

例えば光路差が 4 倍の場合 ($L_1=4L_2$)、干渉信号の位相の式(2-18)より、光路差 L_1 の干渉計 1 における位相が 2π 、 4π 、 6π と変化すると、光路差 L_2 の干渉計 2 における位相の変化は $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$ となる。干渉信号上では、干渉計 1 での 2π ごとの信号は干渉信号での各ゼロクロス点に対応する。各ゼロクロス点のタイミングで CCD カメラに画像取得のトリガ信号を送るようにすれば、任意の位相で画像取得が可能になる。

従来はマイケルソン干渉計を 2 つ用いた光学系を使用していたが、光軸調整の複雑化や干渉計自体が大きくなってしまい外乱の影響を受けやすかった。そこでフィゾー干渉計の原理にのっとり、更に干渉信号の安定化、光学系の簡略化を目指し下図のようなほぼ完全同軸型干渉計の構成を行った。

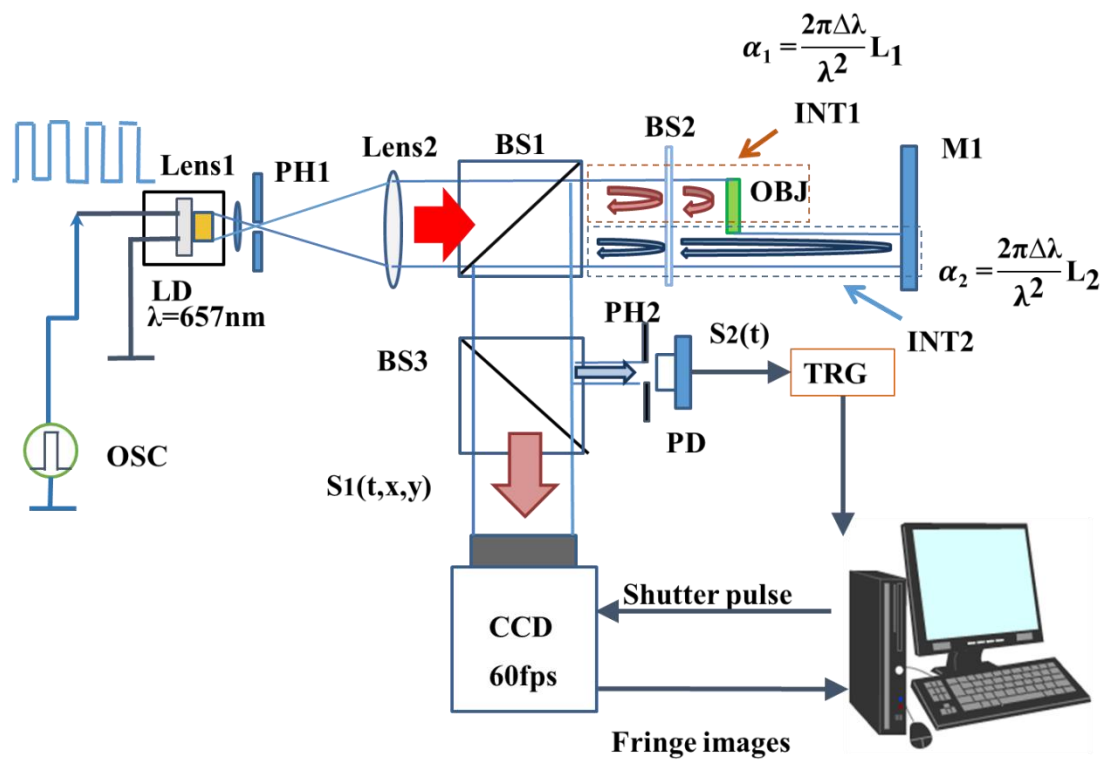


図 2.62 系列の干渉計の構成（同軸型）

レーザから出た光は BS1 を通り、同じ参照面 BS2 をもつ干渉計 1 と 2 に向かって入射し、OBJ と BS2、ミラー M1 と BS2 で反射する。それぞれの干渉信号は BS1 を通って BS3 でそれぞれ分けられ、PD, CCD カメラ上で干渉する。光路差を適切にあわせ、PD における干渉信号 $S_2(t)$ の各ゼロクロス点のタイミングで CCD カメラに画像取得のトリガ信号生成し、干渉信号 $S_1(t)$ を CCD カメラで縞画像として取得し、位相解析、表面形状の測定を行う。

2.2.4 パルス変調干渉計における信号取得

本研究では、パルス変調直後の干渉信号をトリガ信号に生成に用いる。パルス変調直後の信号取得を図 2.7 のように取得していく。従来は CCD カメラの応答速度にあわせ、シャッタータイミングを設定していたため、従来はパルス変調直後の高速かつ大きな波長変化を活かしきれなかった。また外乱の影響を受けやすく、干渉信号が不安定となり取得画像に影響を与えていた。そこで本研究では、周期的な信号は位相情報が繰り返されることに着目し、周期ごとに一点ずつサンプリングを行い元の信号を再現するダウンサンプリング法[23]を用いる。この手法は時間がかかるもの周期ごとにサンプリング情報を得られるため、低速な CCD カメラを用いても実現できる。

実際には、短パルス注入電流を 4 つ用意し、周期ごとに干渉信号を生成する。この信号を CCD カメラの応答速度に合わせ、変調直後から干渉信号を一点ずつ ($\pi/2$ ずつ) タイミングをずらしながらサンプリングし、位相情報を取得する。

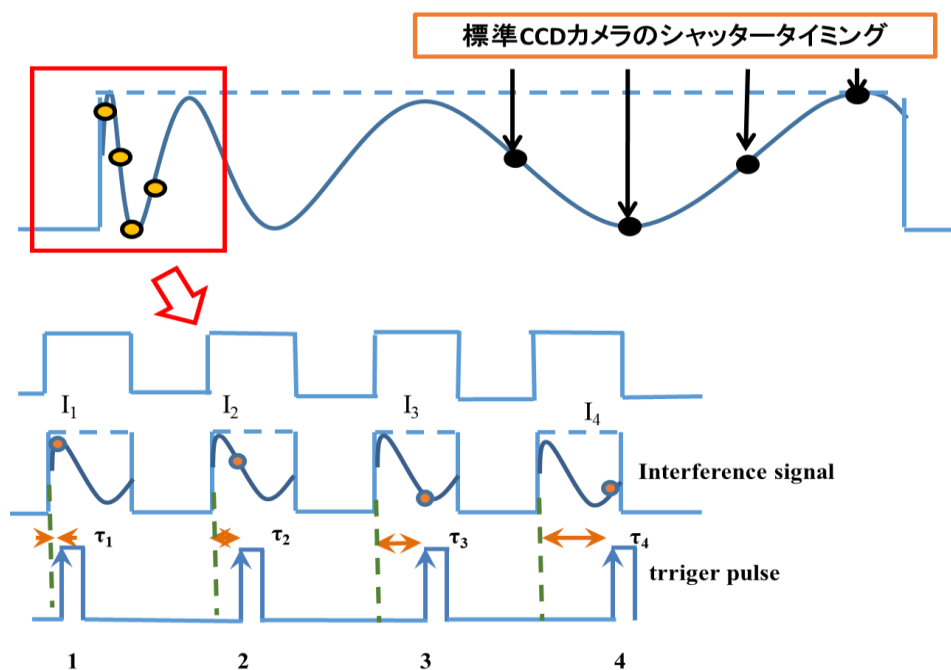


図 2.7 パルス変調直後の信号取得

2.3 実験装置

2.3.1 パルス変調半導体レーザ干渉計

まず本研究で用いる半導体レーザのパルス変調時における特性評価を行なった。実験装置の構成を図 2.8 に示す。測定時には一般的なトワイマン・グリーン干渉計を用いた。

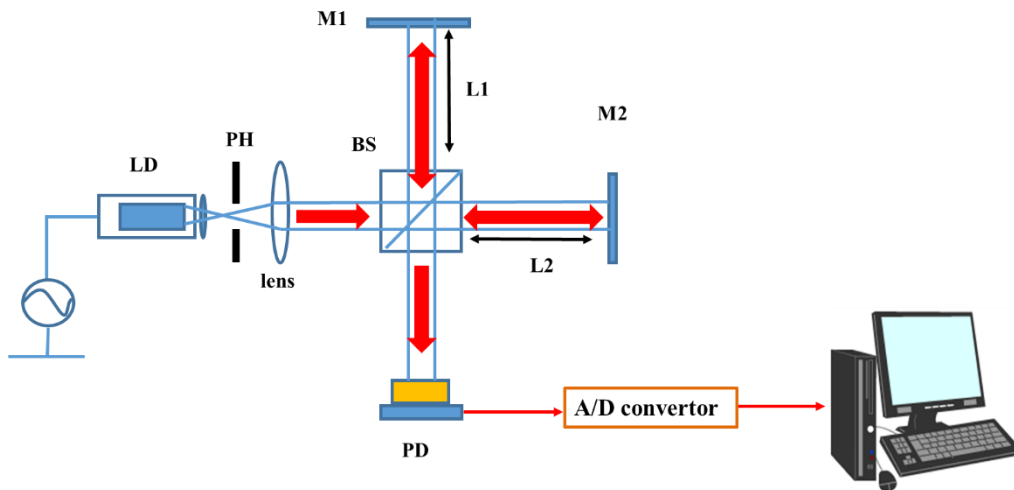


図 2.8 実験構成図 (トワイマン・グリーン干渉計)

光源として半導体レーザ ML101J23(三菱 $P_0=80\text{mW(CW)}, 200\text{mW(pulse)}, \lambda_0=657\text{nm}$)を用いた。半導体レーザから出た光は、レンズ 1、ピンホール、レンズ 2 を通り平行光にされ照射される。BS において同じ光強度の 2 つの光に分けられミラー 1、ミラー 2 において反射され、反射する前と同様の光路を辿り BS を再び通り PD 上で干渉する。このとき半導体レーザにパルス状に電流を印加すると、PD 上では干渉信号の位相の時間ごとの変化が観測される。そして PD 上で観測された干渉信号はデジタルオシロスコープや AD コンバータなどによって、PC 上に記録される。

2.3.2 二つの干渉計による任意位相の干渉計測と干渉縞取得

パルス変調の場合波長変化率が一定でないため1つの光源から二つの干渉計を導入した。まず光路差の設定に基づいて位相変化が正確に出ているかをPD上で確認し、次に干渉計2での干渉信号のゼロクロス点によって干渉計1のCCDでの画像取得のトリガ信号を送り画像取得する。PDでの位相変化の観測実験の際の干渉計の構成を図2.9に示す。

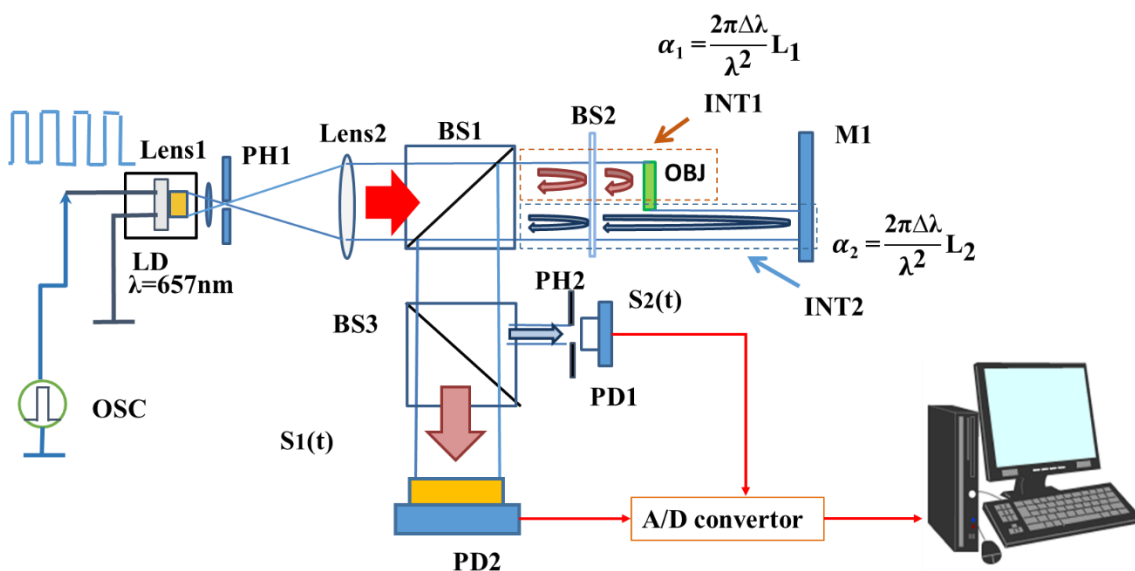


図 2.9 2系列の干渉計の構成（同軸型）

光源は特性評価のものと同様に半導体レーザ ML101J23 を用いた。干渉計が1つの場合と違い、半導体レーザをパルス変調して出射した光がBS1を通り同じ参照面BS2を持ち、ほぼ同軸に並んだ干渉計1, 2に入射する。BS2とミラー1(M1)で反射、BS2とOBJで反射した光が、それぞれがM1,OBJに反射する前と同様の光路を辿りPD上で干渉する。PD上で観測された干渉信号はそれぞれADコンバータを通してPC上に記録される。

PD上でそれぞれの干渉計の位相変化が光路差に基づいて正確に出現していることを確認後、CCD画像を取得する。CCD画像を取得する際の実験装置の構成を図2.10に示す

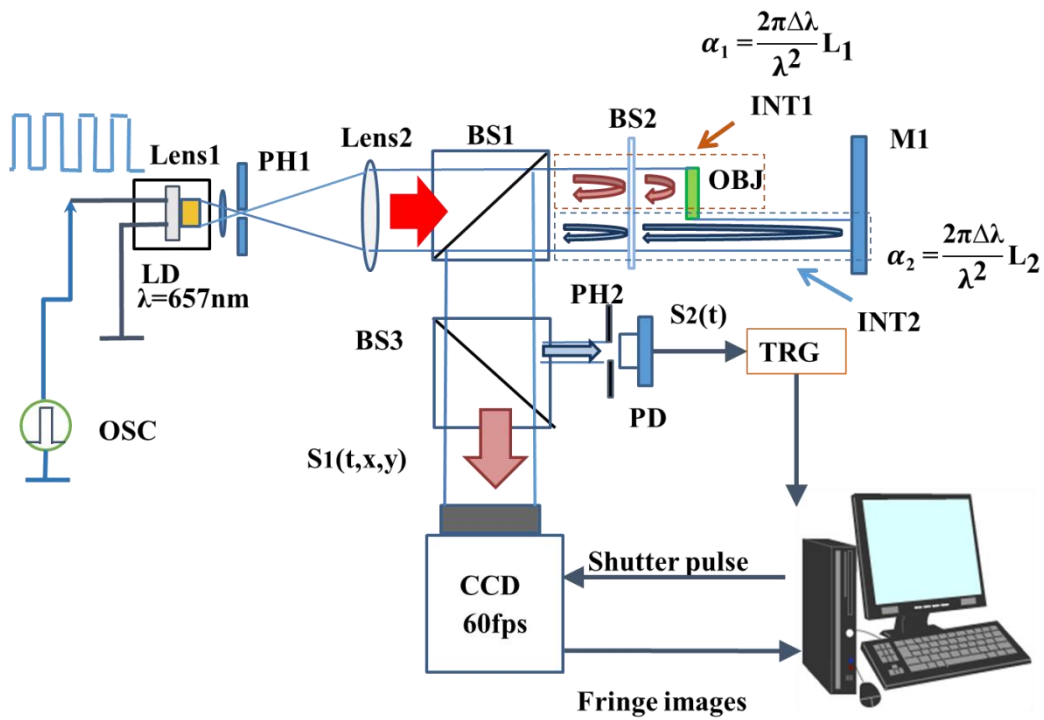


図 2.10 2系列の干渉計の構成 (同軸型 CDD)

干渉計の構成は先ほどと同様である。大きな違いは各干渉計における干渉信号の取り扱いのちがいがあ。先ほどは干渉計 1 と 2 は共に PD であったものが、本構成では PD2 の干渉信号をトリガ回路に入力し、CCD カメラによる画像取得のためにトリガパルスを生じている。トリガパルスの立ち上がり一回ごとに CCD カメラは一枚の画像を取得し、それをゼロクロス点ごとに連続に繰り返し最後に PC で保存する。CCD カメラはディテクト社の HAS -220(有効画素 640×480,画素サイズ 7.4μm×7.4μm)を使用している。228×164 の 1000fps モードを二光束型干渉計で使用し、640×480 の 60fps モードを同軸型干渉計で使用した。トリガ回路の構成は次に示す。

2.3-3 CCD カメラのトリガ回路について

干渉計 2 の干渉信号のゼロクロス点において、CCD の画像取得のためのトリガパルスを生
成する回路の構成について説明する。トリガ回路のブロック図は図 2.11、タイミングチャー
トは図 2.12 のようになる。

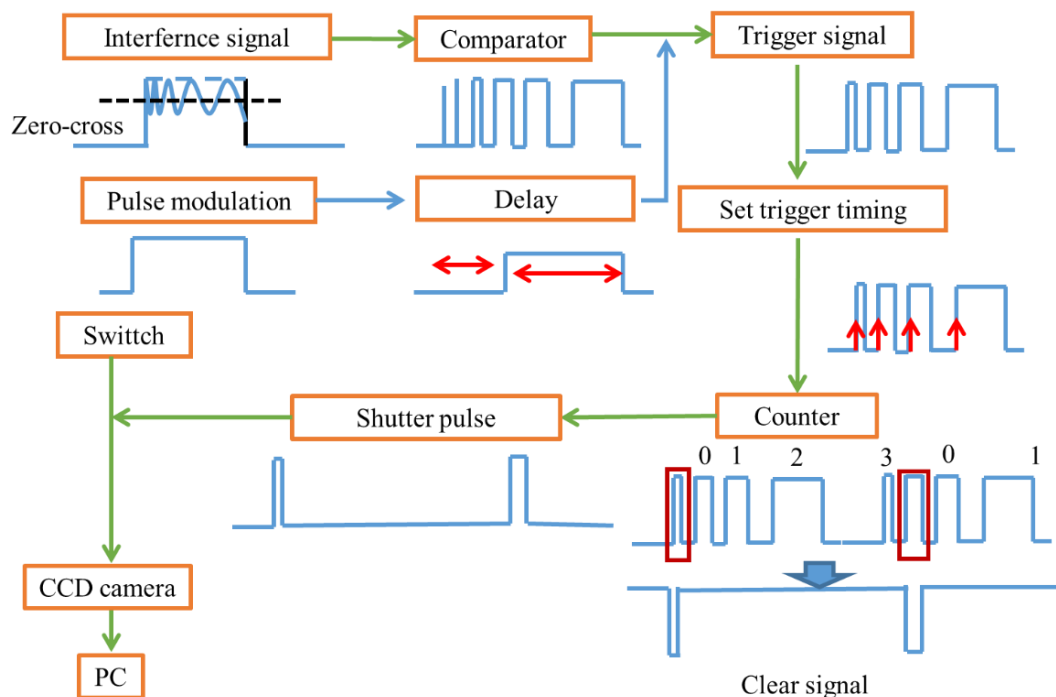


図 2.11 トリガ回路のブロック図

今回は、パルス変調直後の干渉信号をトリガ信号に生成に用いる。

まず干渉信号のゼロクロス点をコンパレータで検出する。コンパレータでは、抵抗分圧と反
転加算・反転増幅回路によって干渉信号の振幅 0 の電圧しきい値として入力している。干渉
信号のゼロクロス点を検出すると、コンパレータはしきい値以下になるまで 5V の電圧を出
し続ける。これを用いゼロクロス点におけるトリガ信号を生成する。変調直後の 4 つのゼロ
クロス点で生成されたトリガ信号になるように、ワンショットマルチバイブレータ 74LS123
によって干渉信号の発生とタイミングを同期させる。

ここまでで得られたトリガ信号に、さらに 74LS123 によってトリガ信号の HI の時間を固定
する。理由はコンパレータの動作点で干渉信号が安定しなくなる現象があるためである。コ
ンパレータの動作点で電圧の予期せぬ上下が起こる結果として、コンパレータの立ち上がり
による正しいトリガ信号が得られず、さらに CCD カメラの応答速度を超える周期のトリガ
信号が生成される。本手法でトリガのタイミングが干渉計の位相変化と同期することが重要
であるので、トリガのタイミングはなるべく干渉信号と同期した上で不必要なトリガ信号を
抑えるために 74LS123 を用いた。

ここで、カメラの応答が出来るようトリガを生成するために、n 進カウンタを用い、4 進カ

ウンタとして動作させ、5番目のトリガにおけるクリア信号にインバータ 74HC04 を用いて反転し信号を生成する。このトリガ信号とスイッチを 74HC08 で AND をとり実装している。これにより変調直後の 4 点を用いたサンプリングすることが可能となる。

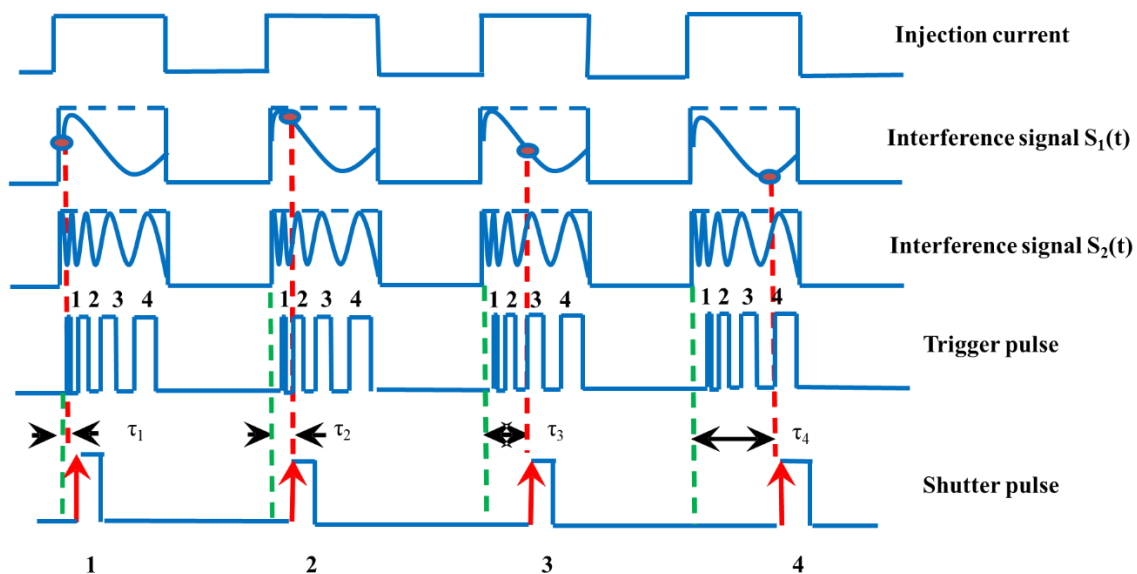


図 2.12 トリガ回路のタイミングチャート

2.4 実験結果

2.4.1 パルス変調での半導体レーザの動特性解析

図 2.8 に示す実験装置を用い注入電流と波長変化率の関係を確認した。光路差 10cm の干渉計を構成し、パルス幅 34ms の印加パルスを変えて干渉計での位相変化を記録し、干渉信号が安定している部分において波長変化率の測定を行った。

結果として図 2.13 に示すようにより大きな位相変化と波長変化を確認出来た。注入電流の大きさに対して波長変化率はほぼリニアな特性を示した。

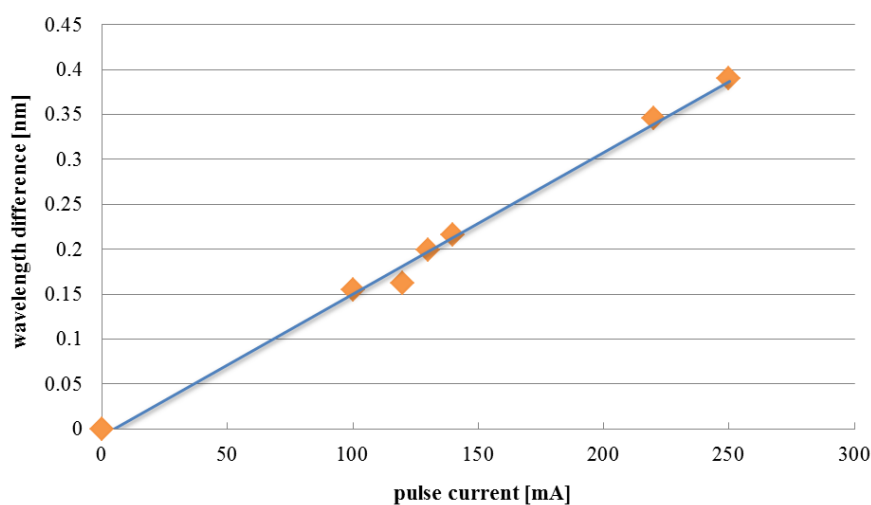


図 2.13 注入電流による波長変化

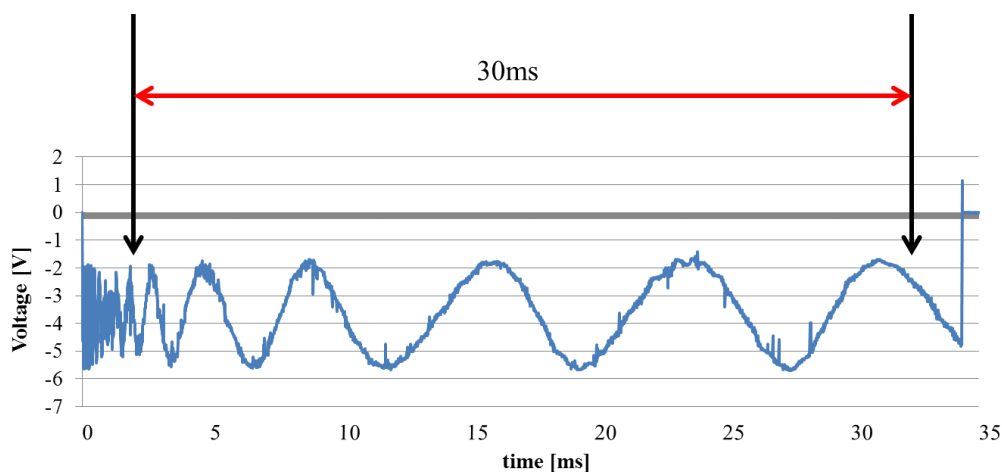


図 2.14 パルス変調による波長変化率

(補足) 上図のように波形の安定している 3ms~33ms の間での波長変化を測定する。

2.4.2 パルス変調による広帯域波長走査干渉計の検討

任意の光路差における干渉信号の動作確認をした。両方の干渉信号はトリガ信号の生成と対象物の測定に使われるため、ビジビリティの良い干渉を同時に確認し位相の比に対して変化することを確認する必要がある。

図 2.15 は二つの干渉計のパルス変調の位相変化を確認した。

レーザはパルス波高値 105mA、パルス幅 35ms で駆動し、干渉計 1 は光路差 20cm、干渉計 2 は光路差 3cm とした。

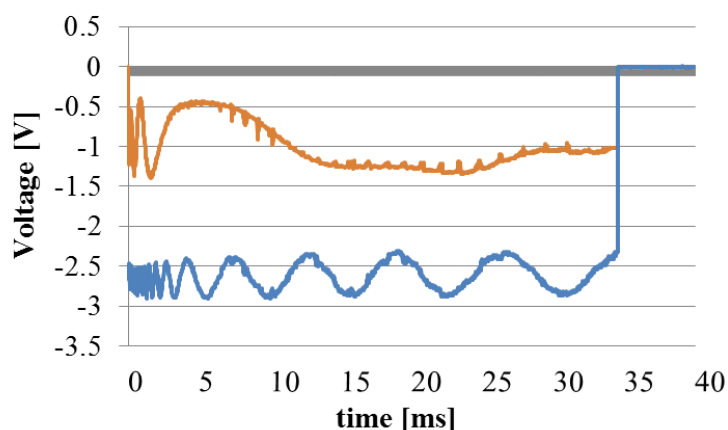


図 2.15 干渉計 1 (20cm) と干渉計 2 (3cm) の干渉信号 (2 光束型)

図 2.16 はレーザのパルス波高値 110mA、パルス幅 18ms で駆動し、干渉計 1 は光路差 12cm、干渉計 2 は光路差 3cm とした、同軸型干渉計による干渉信号である。

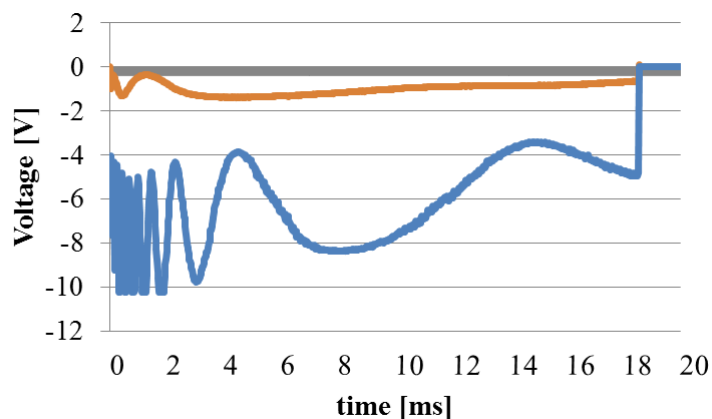


図 2.16 干渉計 1 (3cm) と干渉計 2 (12cm) の干渉信号 (同軸型)

2 光束型干渉計の干渉信号は位相比に対して変化することが確認できたがノイズがのり不安定になっているのがわかる。干渉信号が安定に動作している部分を測定に用いるために次にパルス幅を 35ms から 18ms に変更し干渉信号を確認した。

図 2.17 はより高速に測定を行うこととダウンサンプリング法を適用するためにパルス幅 1.2ms、周期 2.4 とし、同軸型干渉計における干渉信号である。

レーザはパルス波高値 80mA、パルス幅 1ms で駆動し、干渉計 1 は光路差 16cm、干渉計 2 は光路差 4cm とした。

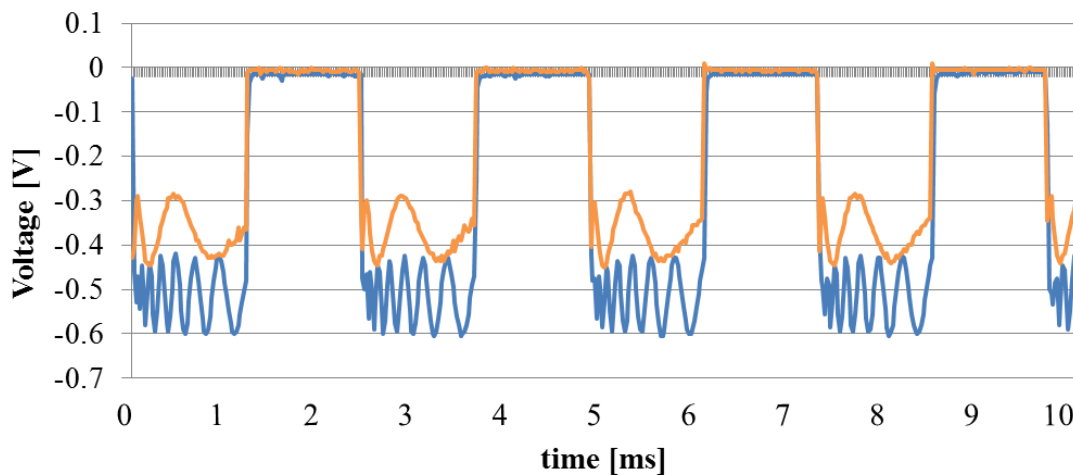


図 2.17 干渉計 1 (16cm) と干渉計 2 (4cm) の干渉信号の周期動作

この結果により干渉信号は任意の光路差の位相の比に対して変化することが確認でき、位相シフト法の適用も可能であることが確認された。また変調直後の干渉信号はノイズの影響が少なく安定していることも確認出来た。

次に干渉計 2 の PD を CCD に変えるためにトリガ回路の動作の確認を行った。干渉計 1 の PD 上で観測した干渉信号をトリガ回路に入力し、遅延、取り込み時間指定、トリガタイミングの固定し出力されたトリガパルスを観測した。

トリガ回路の動作を図 4.5 に示すトリガ回路の動作は従来のシャッタータイミングの生成であり、2 光束型干渉計に対し用いていた。干渉信号に雑音混じっているが 74LS123 によって Hi の状態が保持されているためコンパレータによる雑音の影響を最小限に回避している。高速 CCD カメラの応答速度 (1000fps) の問題から、変調直後の点は遅延し取り除いていた。

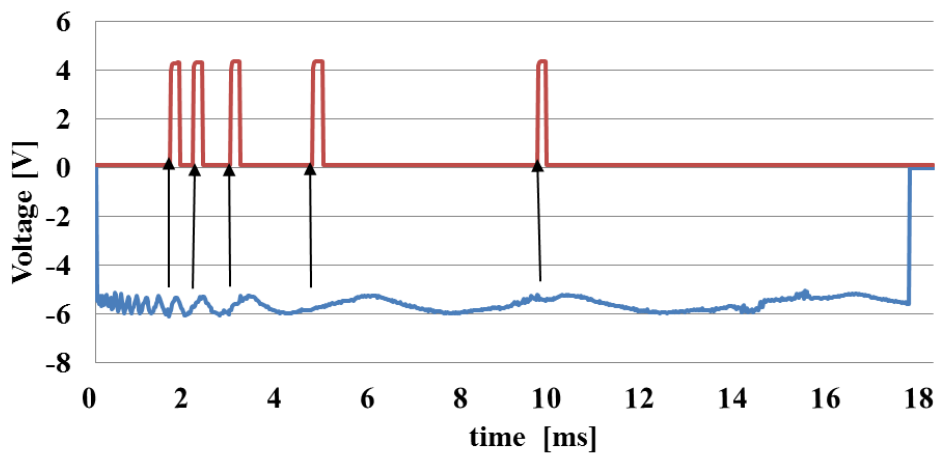


図 2.18 トリガ回路の波形

次に、ダウンサンプリング法におけるトリガ回路の動作を図 2.19 に示す。

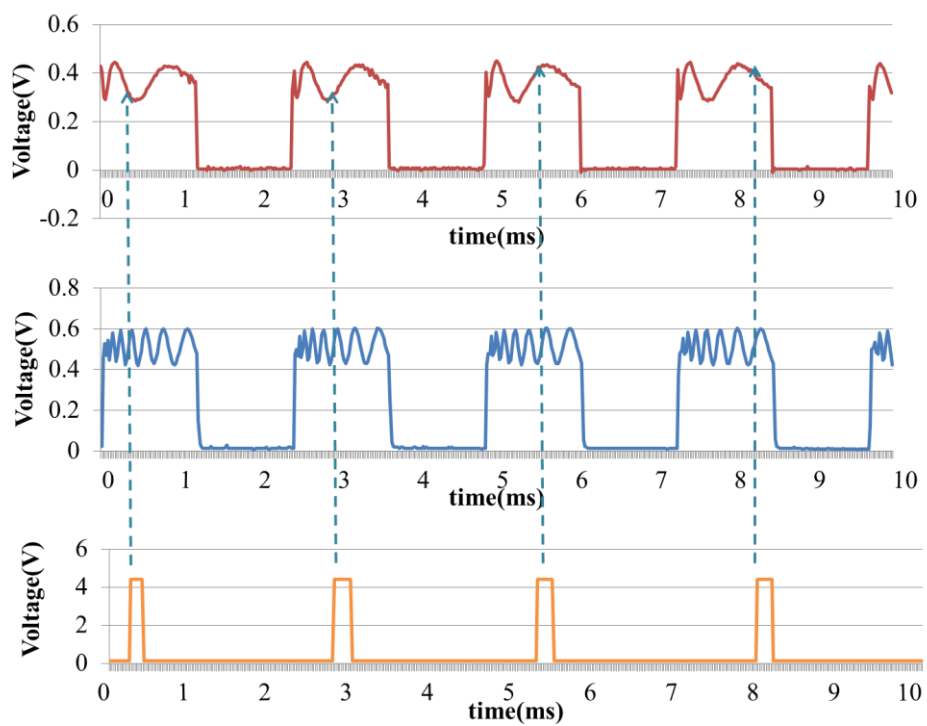


図 2.19 トリガ回路の動作

この時位相シフト法の適用のため実際に干渉縞を導入し、CCD カメラのシャッターを $\pi/2$ ごときり 4 枚の画像を取得した。

2.4.3 パルス変調位相シフト法による表面形状測定

ここまでは任意の光路差において任意の位相ができること確認してきた。今回は光路差を 4:1 にすることにより位相差を 90° とし 4 ステップ位相シフト法を適用した。

今回、測定物体は 1.平面ミラー (2 光束干渉計)、2.平面ミラー (同軸干渉計、ダウンサンプリング法)、3.凹面鏡 $R=2500\text{ mm}$ (同軸干渉計、ダウンサンプリング法) の 3 点について表面形状測定を行った。

それぞれの干渉計の光路差は、2 光束干渉計測系の干渉計 1 が 20 cm 、干渉計 2 が 5 cm とした。このとき注入電流はパルス幅 15 ms 、パルス波高値が 105 mA である。

同軸型干渉計の光路差は干渉計 1 が 16 cm 、干渉計 2 が 4 cm 、注入電流はパルス幅 1 ms 、パルス波高値が 70 mA を用いた。

測定対象 1 平面ミラー (2 光束干渉計)

干渉計 2 の干渉信号からトリガパルスを生成し、CCD カメラで実際に図のような位相シフト量 $0\sim 3\pi/2$ までの 4 枚の位相シフト画像を取得した。シフト量 0 と π 、 $\pi/2$ と $3\pi/2$ ではそれぞれ縦縞の明暗が逆転して位相が π だけずれていることがわかる。

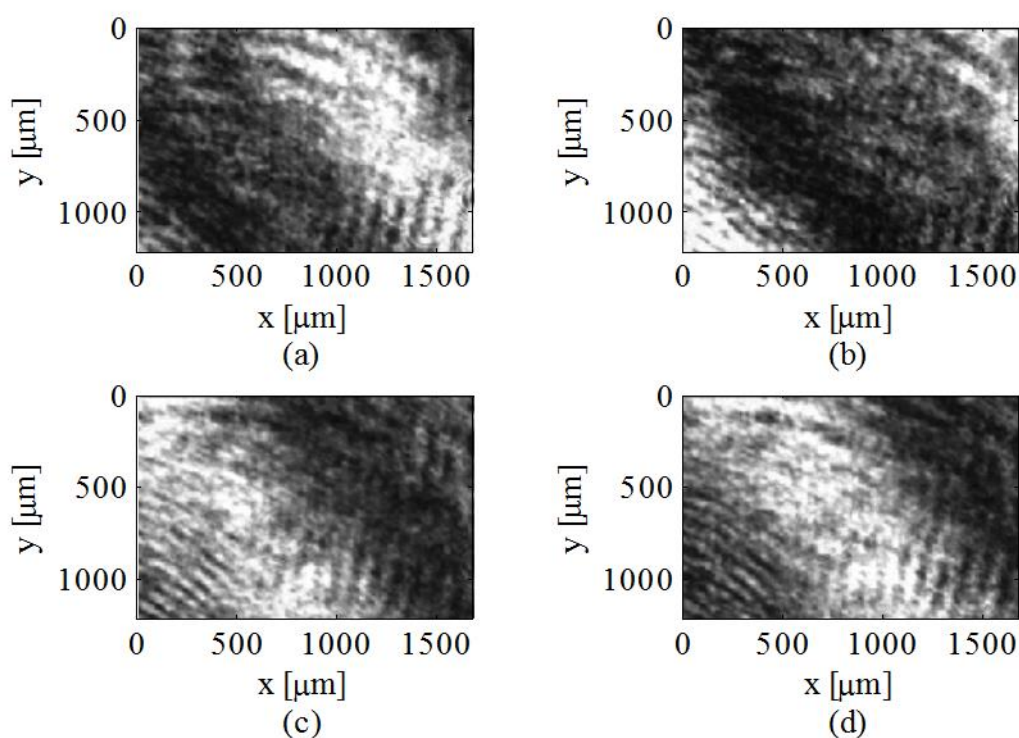


図 2.20 ミラー傾き成分あり CCD 画像

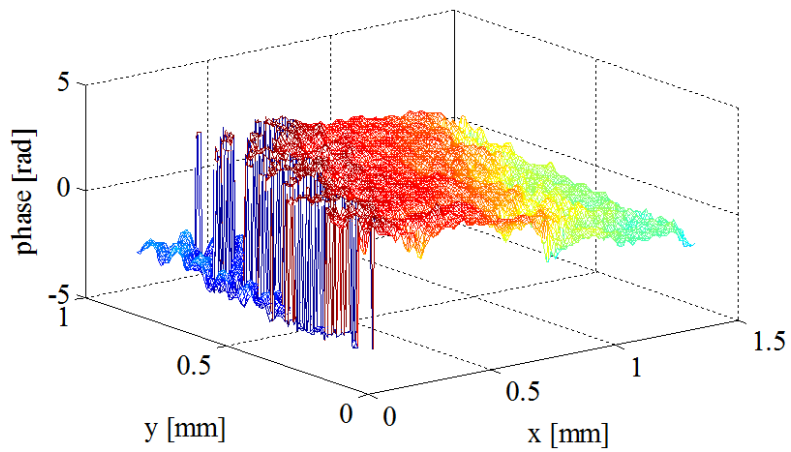


図 2.21 位相接続前

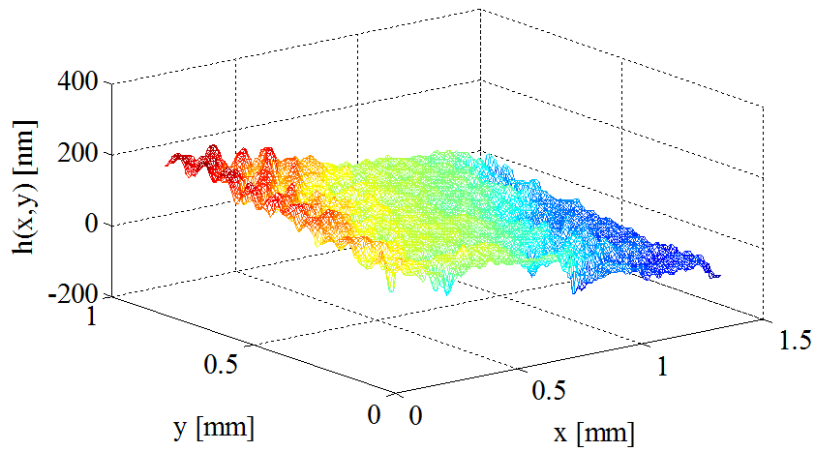


図 2.22 位相接続後 形状測定

図 2.20 よりミラーを傾けて縦縞を導入していることが分かる。そのため、平面ミラーの傾きを求めて傾きを除去することでミラーの傾きのない形状を求める必要がある。今回は X 軸、Y 軸に 1 ラインごとに 1 次の関数で近似の傾きの直線を求め、測定された形状からひくことによってミラーの傾きを除去した物体形状を計算する。

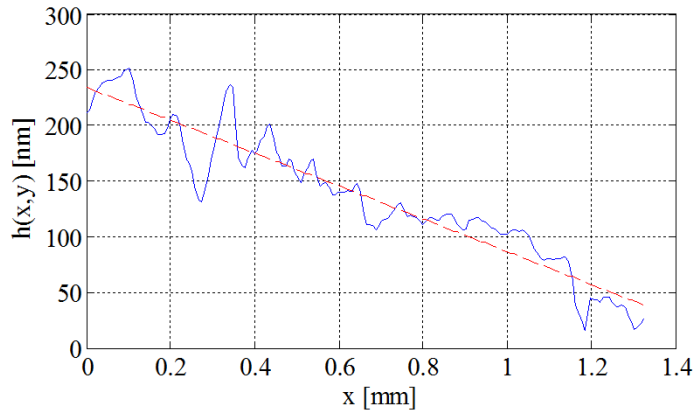


図 2.23 平面ミラー x 方向 1 ラインの高さデータと一次近似直線

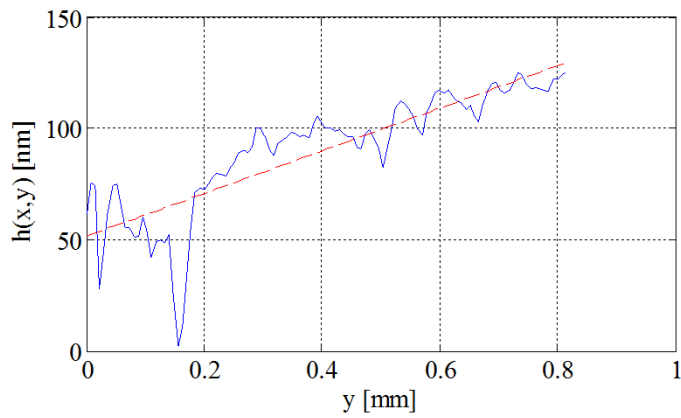


図 2.24 平面ミラー y 方向 1 ラインの高さデータと一次近似直線

図 2.23 や図 2.24 で示すように、ある座標から縦に切りだして、一時近似直線を求め、図 2.25 のように傾きを除去した物体の形状を計算した。細かい凹凸はあるが、平面ミラーの形状を求めることができた。

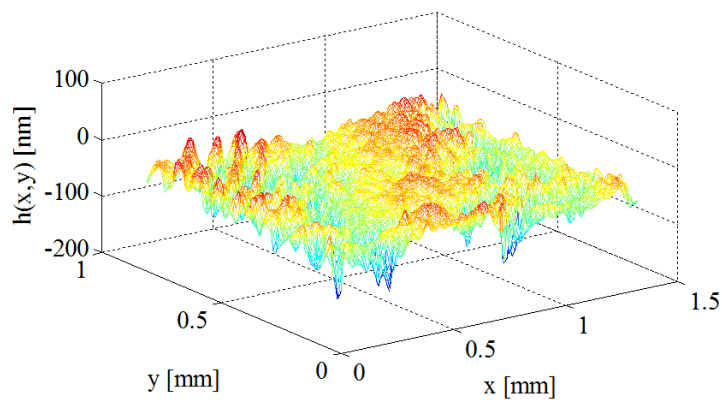


図 2.25 平面ミラー 傾き除去後

そしてまた、図 2.25 からわかりやすいように任意の 1 ラインを表示したものが図 2.26 と図 2.27 である。40nm 程度の高さのばらつきがあるがどちらも表面形状の再生ができているこ

とがわかる。またこの時、表面形状の RMS 誤差は 17.32nm, 縦 1 ラインは 10.61nm, 縦 1 ラインは 23.77nm であった。

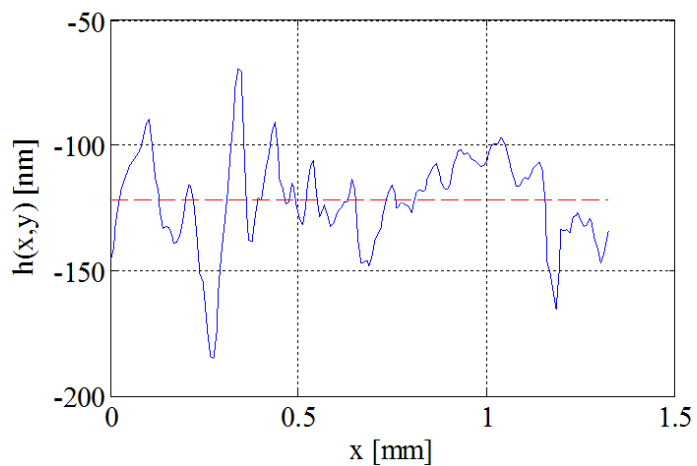


図 2.26 縦 1 ラインの表面形状

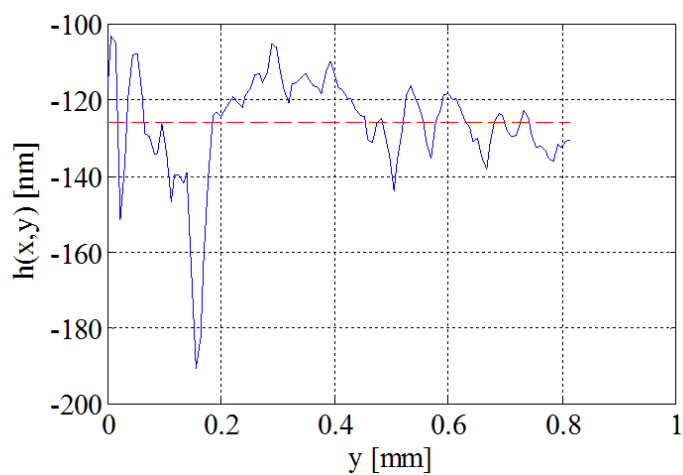


図 2.27 横 1 ラインの表面形状

測定対象 2 平面ミラー（同軸型干渉計、ダウンサンプリング法）

干渉計 2 の干渉信号からトリガパルスを生成し、CCD カメラで実際に図のような位相シフト量 $0 \sim 3\pi/2$ までの 4 枚の位相シフト画像を取得した。シフト量 0 と π 、 $\pi/2$ と $3\pi/2$ ではそれぞれ縦縞の明暗が逆転して位相が π だけずれていることがわかる。

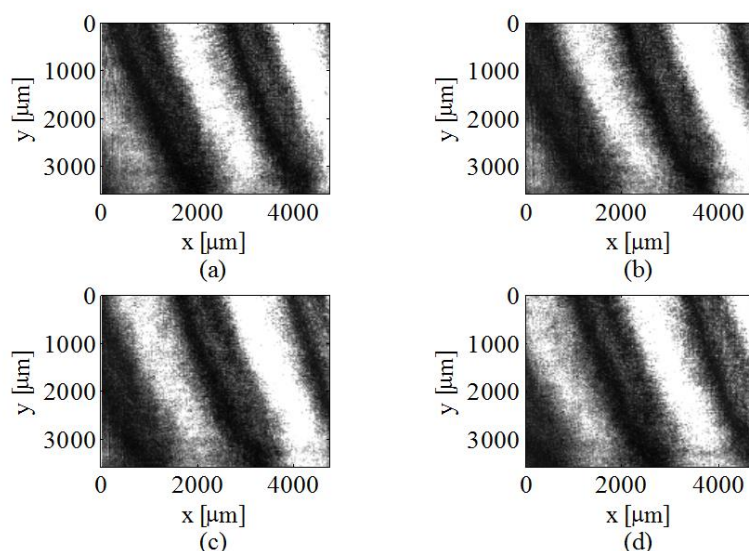


図 2.28 ミラー傾き成分あり CCD 画像

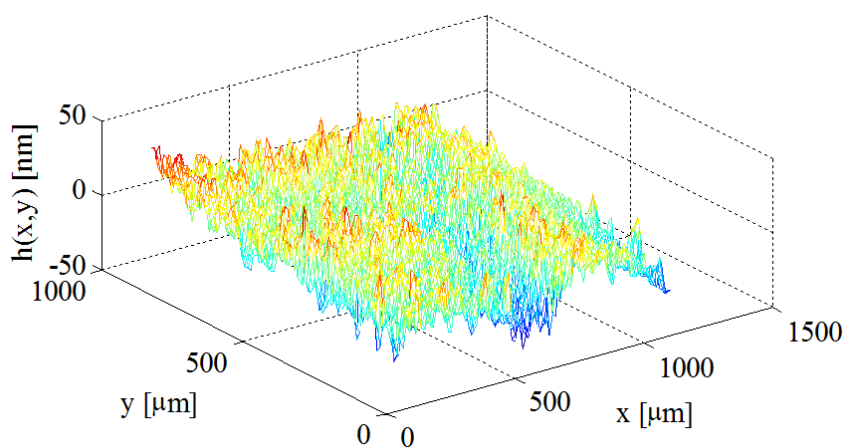


図 2.29 平面ミラー（同軸型干渉計、ダウンサンプリング法）

図 2.29 は同軸型干渉計、ダウンサンプリング法を用いて測定した平面ミラーの表面形状である。面全体の rms 誤差は 10nm であり、任意の 1 ラインを表示したものが図 4 $10 \sim 40\text{nm}$ 程度の高さのばらつきがあるがどちらも表面形状の再生ができていることがわかる。表面形状の RMS 誤差は、縦 1 ライン 9.84nm 、縦 1 ライン 11.63nm であった。従来法に比べ、変調直後の干渉信号は安定しており、ノイズの影響が少ないため誤差が減少されたと考えられる。

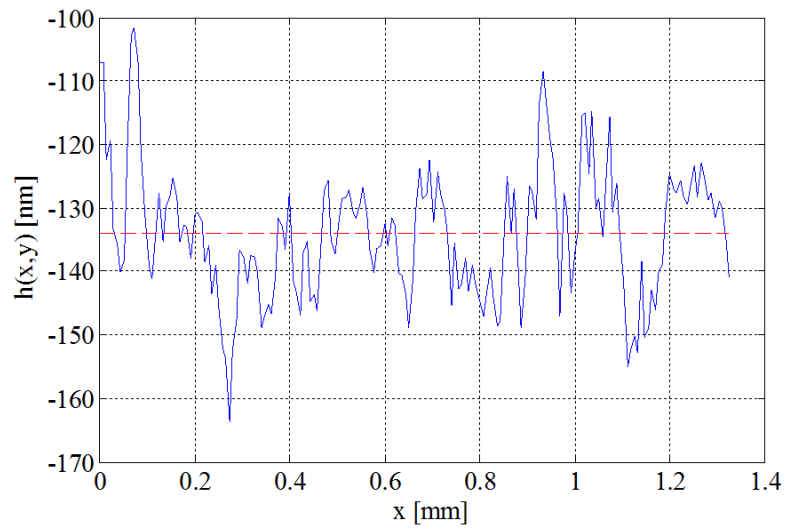


図 2.30 縦 1 ラインの表面形状

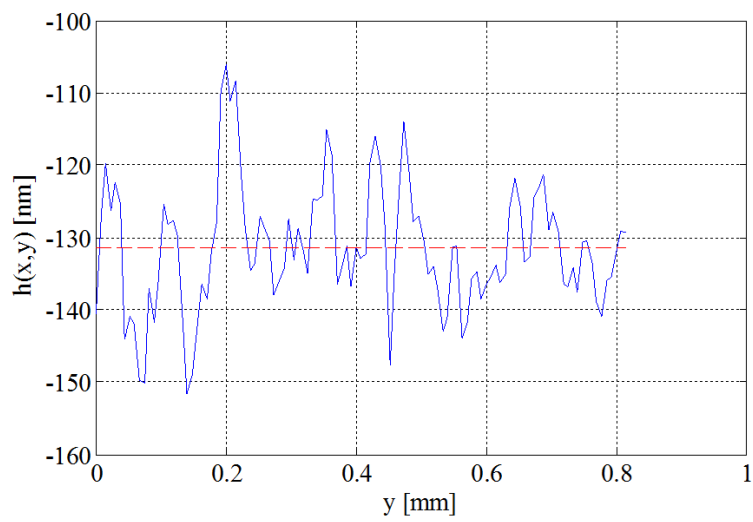


図 2.31 横 1 ラインの表面形状

測定対象 3 曲率半径 $R=2500\text{mm}$ の凹面鏡 (同軸型干渉計、ダウンサンプリング法)

曲率半径 $R=2500\text{mm}$ の凹面鏡の表面形状の測定を行い、さらに 5 分間隔における測定を行った。

干渉計 2 の干渉信号からトリガパルスを生成し、CCD カメラで実際に図のような位相シフト量 $0\sim 3\pi/2$ までの 4 枚の画像を取った。シフト量 0 と $\pi/2$ 、 π と $3\pi/2$ では同心円状に明暗が逆転して位相が π ずれていることがわかる。

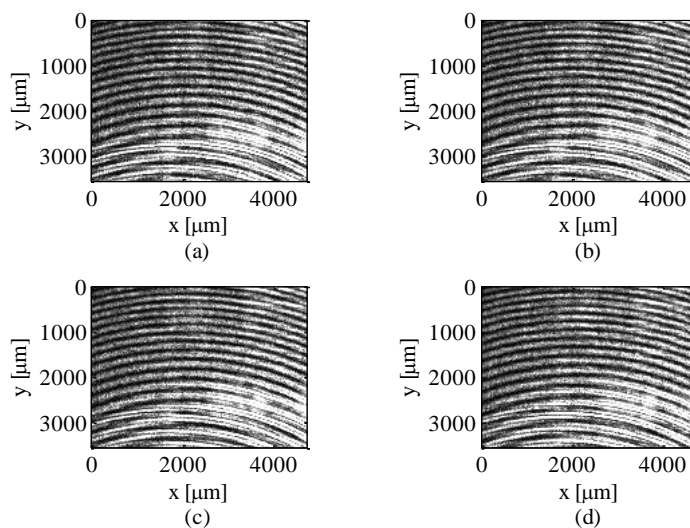


図 2.32 傾き成分あり CCD 画像

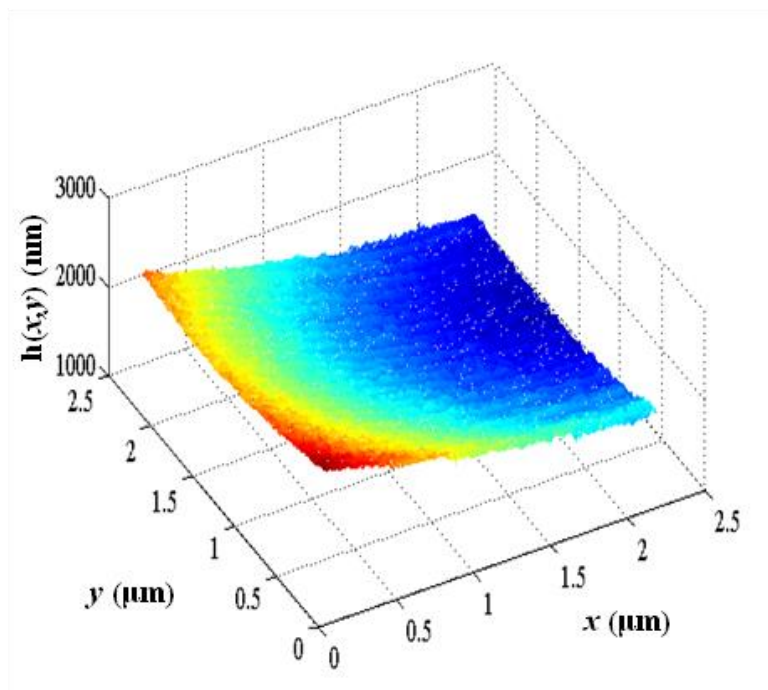


図 2.33 曲率半径 $R=2500\text{mm}$ 凹面鏡

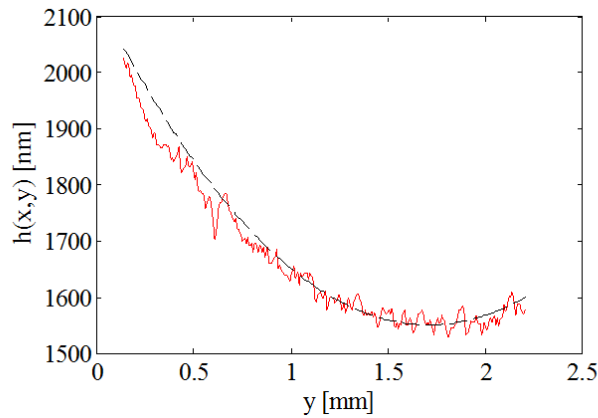


図 2.34 x 軸 1 ラインの表面形状

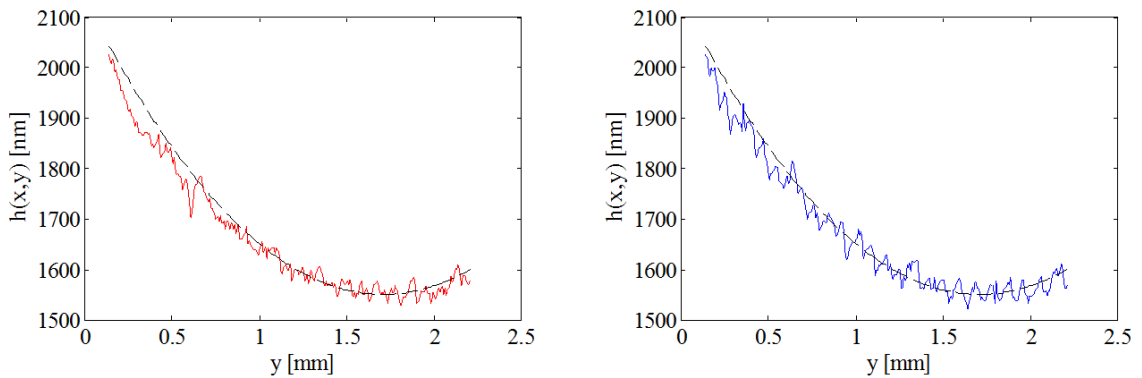


図 2.35 5 分間隔の測定による 1 ラインの表面形状

図 2.34 は x 軸 1 ラインの表面形状を示している。面全体の rms 誤差は約 40nm で測定ができた。

図 2.35 は同じ測定面に対し 5 分間隔で測定した凹面鏡(2500mm)の 1 ラインの表面形状を重ね、繰り返し精度を導出したものである。赤実線は 1 回目の測定値、青実線は 2 回目の測定値、黒い破線は理論線である。

理論線に対し、赤は 28nm、青に対しては 22nm という rms 誤差で求めることができた。また一回目に対する二回目の繰り返し精度は rms 誤差で 13nm という結果が得られた。

2.5 まとめ

本研究では、直接変調における強度変化に依存する誤差の少ない半導体レーザのパルス変調を用いた位相シフト干渉計構成を行い、実際に物体の表面形状計測を行った。

まず、パルス変調におけるレーザ波長の動特性解析を行い、パルス変調によって干渉計での位相の大きな変化が発生することを確認し、そこから波長が大きく変動していることを確認した。

次に光路差の異なる2つの干渉計もちいてそれぞれの干渉計での位相変化を確認した。

さらに、一方の干渉計でもう一方の干渉計の位相 $\pi/2$ ごとの干渉信号の画像を CCD カメラで取得するために、光路差を 4:1 に設定し一方の干渉信号をトリガ回路に入力し、もう一方の干渉計での位相を $\pi/2$ ずつずれた画像を取得した。

その後、平面ミラー、曲率半径 $R=2500\text{mm}$ の凹面鏡について表面形状の測定を行った。

平面ミラーでは 10nm ほどの誤差はあるが表面形状の計算ができ、凹面鏡では $20\sim 30\text{nm}$ 程度の誤差で表面形状測定が確認できた。

	二光束型干渉計(従来法)	同軸型干渉計(本手法)
光学系	光軸調整が複雑 外乱の影響大	光軸調整が容易 外乱の影響小
画像取得速度	7.8ms	8.1ms
測定誤差(平面ミラー)	rms=11.3nm	rms=9.8nm

図 2.36 従来法と本手法の比較

第3章 スペクトラル干渉計の原理及び信号処理の検討

3.1 はじめに

OCTは白色干渉法を基に提案された手法であり、非侵襲、非接触な測定を高精度かつ高感度におこなえる。眼底検査[24]、皮膚検査[25]、循環器系検査[26]などに応用がされている。

OCTの深さ分解能は光源の中心波長と波長幅によって決まり、中心波長が小さく、波長幅が広い程、分解能は高くなる。上記で述べた生体測定の際用いられる光源は循環器系では波長 $1.3\mu\text{m}$ 帯で波長幅 100nm 、眼底検査では波長 $0.8\mu\text{m}$ 帯の近赤外光で波長幅 40nm 以上が利用されている。序論 1.1.6 と 1.1.7 で述べたように OCT は時間領域 (TD-OCT) と周波数領域 (FD-OCT) を利用した 2 つのタイプに分類にされ、特に FD-OCT はマイケルソン干渉計と回折格子を用いた測定のため TD-OCT に比べ、高速かつ高感度な測定可能である[27]。

しかし、回折格子を用い波長を空間的に線形に分布させた干渉信号を取得するため、実際には波数分布は一様ではなく、位相は非線形変化を示すため、非線形な干渉信号となる。OCT ではこの信号をフーリエ解析するのが一般的であるが、フーリエ変換では時間や空間的な変化を正確に捉えることが出来ず、測定誤差に繋がる。そこで従来は、波数リサンプリング法[28]や特殊なプリズムを用い線形波数空間分布を得る手法[29]、短時間フーリエ解析法 (STFT)[30,31]が用いられる。リサンプリング法や STFT は窓サイズが一定のため窓関数内の非線形性が残る場合、完全に取り除くことが困難である。

本研究では、非線形性を線形補正せずに解析する手法として連続ウェーブレット変換[31]を用いた手法を提案し、高精度スペクトラル干渉計の構成を目指す。ウェーブレット変換は時間周波数解析の一つであり、時間的、空間的变化をマザーウェーブレットと信号の相関から解析する。解析結果は瞬時周波数と位相情報分布として表れ、このとき瞬時周波数情報を利用し位相情報を取り出す[33,34]。実験の際、検出器の各画素を用いて各波長情報を取得し、信号解析を行えば各画素の位相情報、つまり各波長に対応した位相情報を得ることができ、位相と波長の関係から光路差は簡単に導出可能となる。

本節ではまず、低コヒーレンス干渉とスペクトラル干渉計の原理を示す。その後、従来の信号処理として線形リサンプリング法を用いた導出法と本研究で提案する CWT 解析法を用いた導出法を用い、スペクトラル干渉計における信号処理の検討を行った。

3.2 原理

3.2.1 低コヒーレンス光源の干渉原理

コヒーレンスとは時間や空間における位相や振幅などの一様性のことを表し、光の干渉のしやすさを示す。レーザのような単色光は位相やコヒーレンスが高く、干渉は起きやすく、自然光やランプなどの様々な波長を含む光はコヒーレンスが低く、光路差がほぼゼロとなる場合干渉は起きる。

図に広帯域波長光源と干渉信号の関係を示す。一般的に、コヒーレンス長 L_c (可干渉距離) は光源の波長幅 $\Delta\lambda$ (半値全幅) と中心波長 λ_0 で定義される。例えば、レーザのように波長幅 $\Delta\lambda$ が 0 に近づくほど、コヒーレンス長 L_c は長くなるので干渉は起きやすく、自然光のように波長幅 $\Delta\lambda$ を持つ場合、 L_c はある距離で制限されるため干渉は起きにくい。眼底検査に用いられる中心波長 1310nm, 波長幅 100nm を例に挙げるとコヒーレンス長 L_c は 15 μm となる。

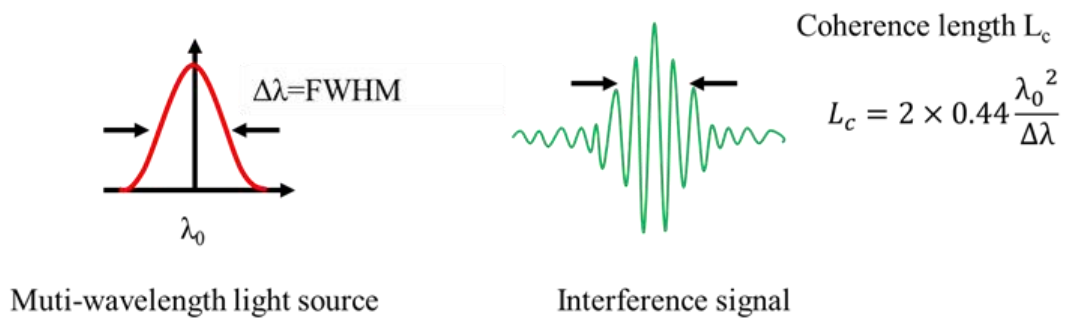


図 3.1 広帯域波長光源と干渉信号

しかし、広帯域波長光源を用いると、光路差により干渉位置が限定でき、光路差がゼロの時、干渉信号はピークを持つ。これを利用し光路差がゼロとなるよう調整し、干渉ピークを時間や周波数情報から割り出せば、光路差を導出できる。

3.2.2 回折格子による分光

本研究では、波長ごとの情報を得るために、回折格子を用い多波長光源による干渉信号を分光する。回折格子の公式は以下である。

$$d(\sin \alpha \pm \sin \beta) = m\lambda$$

但し、 d :回折周期[mm/本] α :入射角[度] β :回折角[度] m : 回折次数 λ :波長[nm]

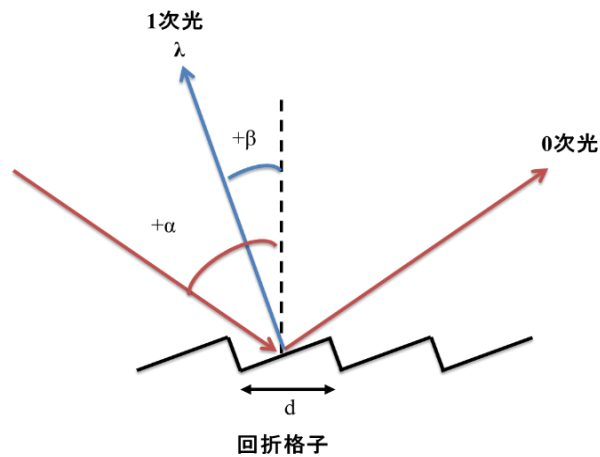


図 3.2 回折格子の分光作用

ある干渉信号が回折格子に入射角 α で入射されると、空間的に 0 次回折光 ($m=0$) と 1 次回折光($m=1$)に分光される。0 次回折光 ($m=0$) の場合、回折格子の方程式より、入射角 α =回折角 β となる。これはミラーにおける反射と同じであることがわかる。1 次回折 ($m=1$) の場合、波長情報によって回折角が変化する。

複数の波長を含む信号を回折格子に入射すると、波長情報ごとに分光され空間的に並べられる。

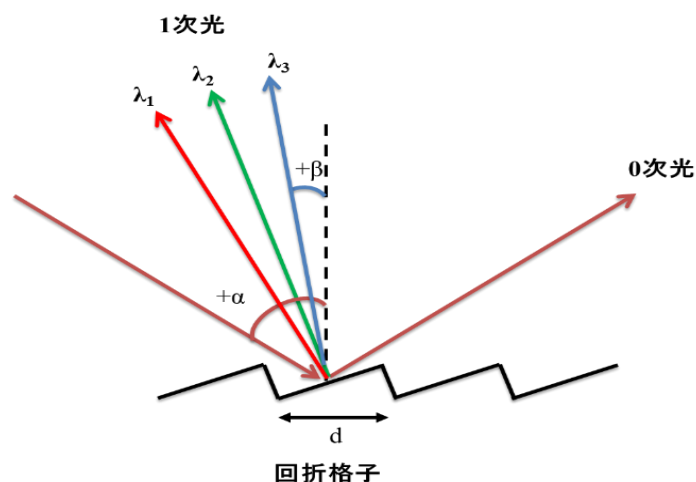


図 3.3 回折格子の分光作用（複数波長の場合）

3.2.3 スペクトラル干渉計の構成

本研究では一般的な SD-OCT 干渉計の構成であるマイケルソン干渉計と回折格子と検出器を用いたスペクトロメータを用い計測を行う。

図 3.4 にスペクトラル干渉計の原理図を示す。

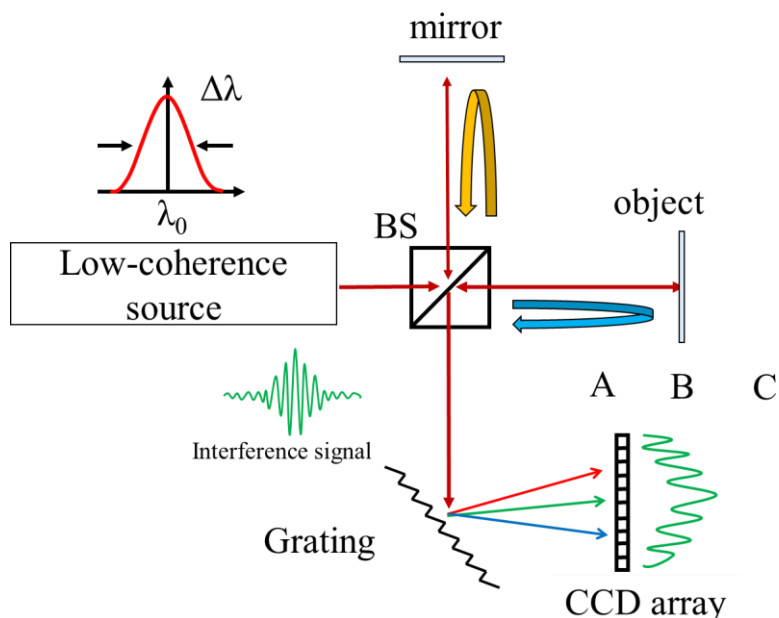


図 3.4 スペクトラル干渉計

光源には低コヒーレンスの広帯域光源を使用する。レーザ光は BS で二分され、参照ミラー (mirror) と対象物体(object)で反射する。それぞれの光は BS で重なり干渉する。このとき干渉信号は、光路差を L 、波長幅を $\lambda_1 \sim \lambda_n$ とすると

$$S_n(t) = A + \sum_1^n B_n \cos \alpha_n \quad (3-1)$$

$$\alpha_n = \frac{2\pi L}{\lambda_n} \quad (3-2)$$

で表される。干渉信号は各波長による位相情報を持つ信号となる。この干渉信号を回折格子により分光し、各波長の位相情報を空間分布させる。図 3.5 にスペクトロメータの構成を示す。

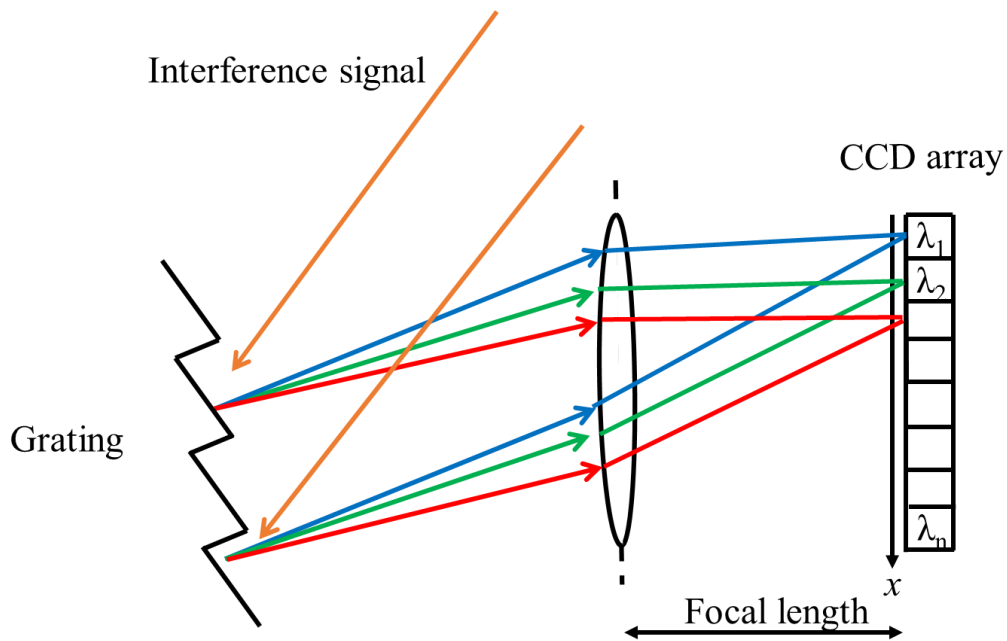


図 3.5 スペクトロメータ

回折格子で分光された光はレンズを通り、焦点面に置かれた CCD array 上に各波長に対応した位相情報が $\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n$ が並び、波長変化による干渉縞を生成することができる。各画素における位相は以下の式のように表せる。

$$\alpha_n = \frac{2\pi L}{\lambda_1 + \Delta\lambda} = \frac{2\pi L}{\lambda_1 + kx} \quad (3-3)$$

$$k = \frac{\Delta\lambda}{\Delta x} \quad (3-4)$$

k は波長の空間変化率である。 $\Delta\lambda$ は CCD array 上に分布された単位波長幅、 Δx は単位画素ピッチ幅を示す。実験では CCD で受光させる波長幅は光源の FWHM とし、 CCD 画素数 N として考え

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{FWHM}}{N} \quad (3-5)$$

として扱う。

3.3 スペクトラル干渉計における信号処理法

3.3.1 SD-OCT における信号処理

SD-OCT 干渉計では回折格子を用い波長を空間的に線形に並べスペクトル情報を検出するが、波数が一様に分布しないため、位相は波長に反比例し非線形な変化を生じる。このために干渉信号は非定常信号 (chirp 信号) になる。この信号を解析する際、一般的なフーリエ変換では時間、空間情報は消えてしまうため非定常信号の解析に不向きである。そこで時間一周波数解析の 1 つである短時間フーリエ解析(STFT)や線形波数空間へのリサンプリング法が実用されている。

STFT は次式のように定義される。

$$F(\omega, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)h(x - b) e^{-i\omega x} dx \quad (3-6)$$

$h(x)$ は窓関数、 b はシフトパラメータである。STFT は窓関数 $h(x)$ をシフトパラメータ b で移動させながらフーリエ変換を行い、時間または空間周波数変化を特定する。しかし、STFT の窓関数の大きさは一定のままフーリエ変換を行う。そのため窓が大きい場合、周波数分解能は高いが時間空間分解能は悪く、窓が小さい場合、周波数分解能は悪く時間空間分解能が高くなる。また窓内に非線形性が残るとき非線形性を取り除くことが出来ない。線形波数空間へのリサンプリング法は、不均一に分布される波数情報を一様な波数空間に信号をサンプリングし直す方法である。図 3.6 に線形波数リサンプリング法の流れを示す。

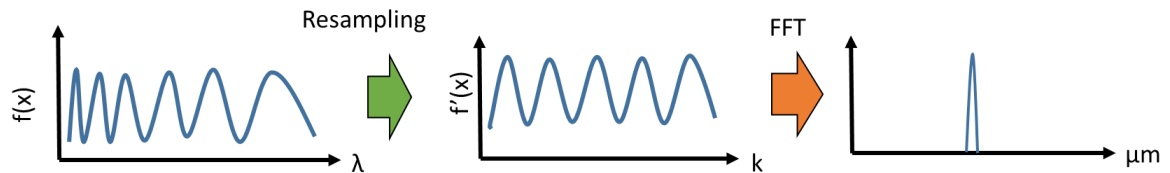


図 3.6 線形波数リサンプリング法

波長でサンプリングされた信号を波数で再度サンプリングした後、FFT 解析し光路差を導出する。この方法は波数情報でリサンプリングを行う際に、非線形変化を線形変化に近似する。このため完全に非線形性を取り除けず測定誤差が生じる。

そこで本研究は時間 - 周波数解析の一つである連続ウェーブレット変換(CWT)を用いた解析方法を提案する。

CWT は次式で定義される。

$$W(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) dx \quad (3-7)$$

$$\psi(a, b) = \psi\left(\frac{x-b}{a}\right) dx \quad (3-8)$$

$W(a, b)$ はウェーブレット係数、 $\psi(a, b)$ はマザーウェーブレット、 a と b はスケールパラメー

タとシフトパラメータである。ウェーブレット解析ではマザーウェーブレット $\psi(a, b)$ をスケール a により拡大縮小とシフトパラメータ b により移動を行い解析信号 $f(x)$ との相関を測定する。 $|a| < 1$ のとき、マザーウェーブレット $\psi(a, b)$ は縮小され高周波成分と相関を示す。また $|a| > 1$ の場合、マザーウェーブレット $\psi(a, b)$ は拡大され低周波成分と相関を示す。ウェーブレット係数 $W(a, b)$ は相関が高くなるにつれ値が大きくなり、解析信号との相関が最大になるときウェーブレット係数 $W(a, b)$ も最大値を示す。この解析をシフトパラメータ b すべてに対し行うため解析信号 $f(x)$ の時間又は空間的变化を解析することが出来る。

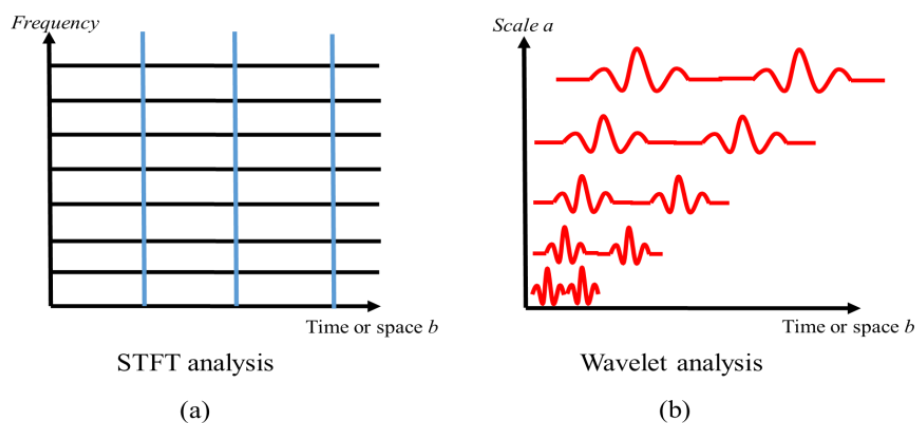


図 3.7 STFT と Wavelet analysis の比較:

3.3.2 線形波数リサンプリング法

本節では、従来法として線形波数リサンプリング法を使用する。

図に波長と波数の関係を示す。730~930nm まで線形変化する波長を仮定した場合、波数は波長に反比例しているため、図 3.8 のような関係を示す。

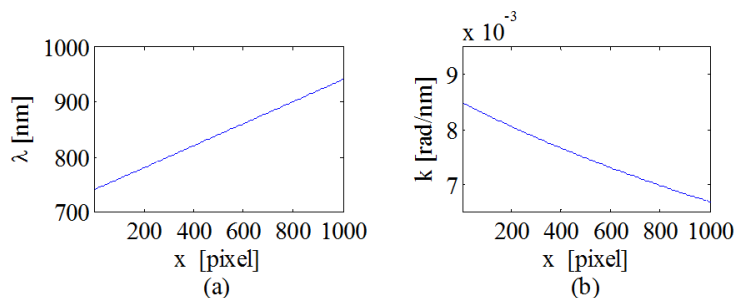


図 3.8 波長と波数 : (a)波長変化(b)波数変化

まず、図 3.9 (a)のようにこの波数情報の最大値（始点）と最小値（終点）を見つけだし、この2点で線形近似を行う。赤い破線部は線形近似、青い実線は測定された波長による波数である。ここでは730~930nm まで線形変化する波長から得られた波数情報である。その後、線形近似した波数と測定による波数の値の差が最小になる点を探し出し、図 3.9 (b)のように測定による波数情報を線形波数情報に置き換える。

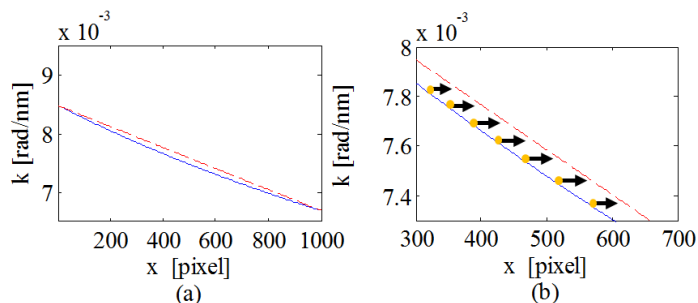


図 3.9 リサンプリング法 : (a) 線形近似(b)拡大図

そして置き換えた線形波数を元として信号を再現する。再現された信号を下図に示す。

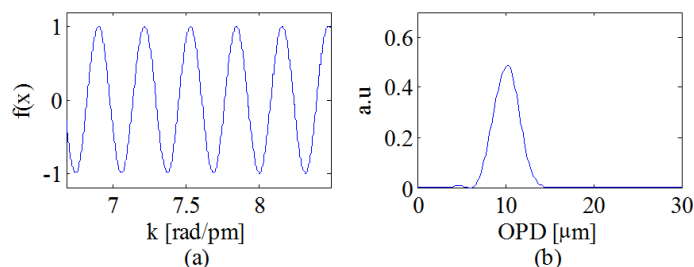


図 3.10 波数信号と FFT : (a) リサンプリング信号(b)FFT 解析結果

その後、リサンプリング信号に対し、FFT 解析を行い周波数変化から光路差を導出する。

3.3.3 CWT を用いた位相解析法の原理

干渉計における位相と波長の関係は以下の式で表せる。

$$a_i = \frac{2\pi L_A}{\lambda_i} = 2\pi N + \Delta a_i \quad (i=1,2,\dots,m) \quad (3-9)$$

N は整数、 Δa_i は微小位相である。また図 1 に(a)位相 - 波長の関係と(b)位相と波長の積を示す。

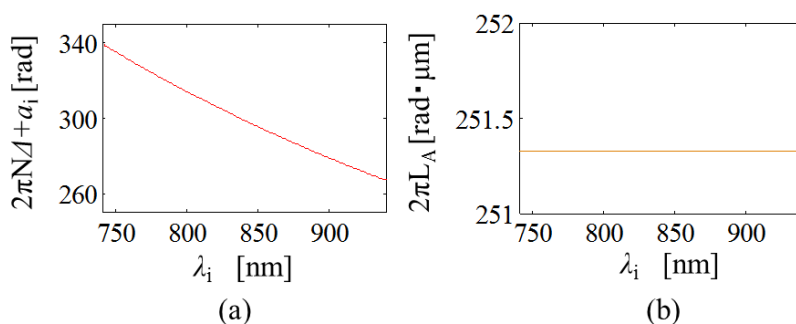


図 3.11 シミュレーション結果:(a)位相情報(b) 位相と波長の積

式 (1) より、光路差 $L_A=40\mu\text{m}$ とし波長が 730~930nm まで線形変化すると、位相は図(a)のように非線形変化を示す。また式 (3-9) より光路差 L_A は

$$2\pi L = \lambda_i(2\pi N + \Delta a_i) \quad (3-10)$$

ここで $2\pi N$ は二つの波長と微小位相 Δa の積の差と波長差 $\Delta\lambda$ から以下の式で計算することが出来る。

$$2\pi N = \frac{\Delta a_1 \lambda_1 - \Delta a_2 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta h}{\Delta\lambda} \quad (3-11)$$

ここで、 Δh は計算された積の差を示しており、 $2\pi N$ は波長に対する積の変化率から求められていることが分かる。式(2)より光路差 L は波長 λ_i と位相情報 $2\pi N + \Delta a_i$ の積から求めることができ、この積は直線になることが分かる。また式(2),(3)より光路差 L を計算するためには波長情報 λ_i に対応した微小位相 Δa_i が必要となることが分かる。この位相情報を特定するために本研究では CWT 解析を行う。

図 3.12 に CWT 解析のシミュレーション結果を示す。

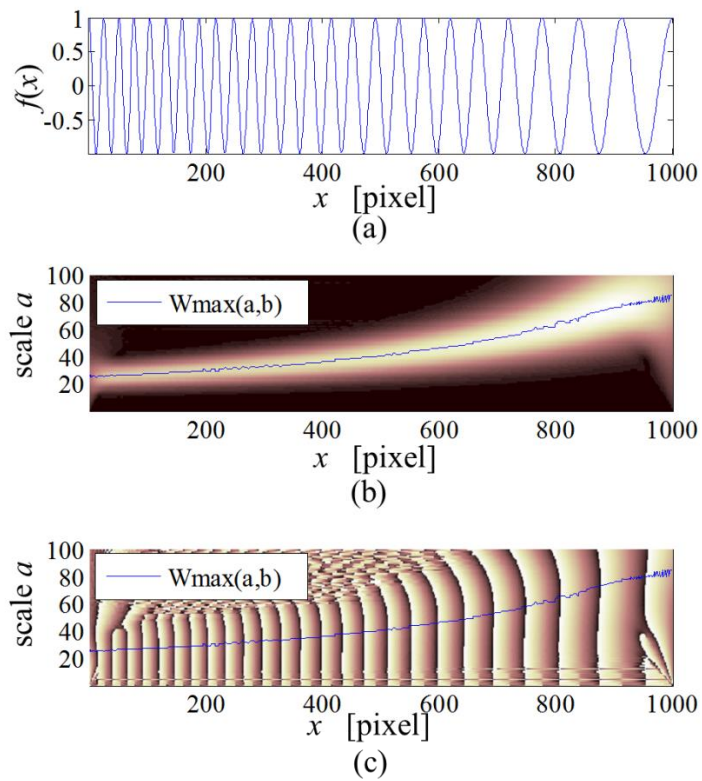


図 3.12 CWT 解析のシミュレーション結果

図(a)はテスト用のチャープ正弦波信号であり、この信号に CWT を適用した。その結果は図(b)係数分布と図(c)位相分布として表れる。図(b)係数分布において信号の最も高い相関が表れるウェーブレット係数を実線で示されるように特定し、図(c)位相分布に反映させる。これによりもとの信号の位相情報を得ることが出来る。

実験では干渉信号を回折格子と CCD アレイで構成されるスペクトロメータで検出する。干渉信号の波長を回折格子により空間上に線形に並べ、各波長情報を CCD 画素ごとに受光する。信号処理において CWT を用い干渉信号の位相情報を CCD 画素ごとに計算を行い、波長に対応した位相を導出する。その後式(3-10)より光路差を導く。

3.3.4 数値シミュレーションによる従来法と CWT 法の比較

原理で述べた線形波数リサンプリングと本研究で提案する CWT 法を数値シミュレーションにより比較した。中心波長を 840nm、波長幅を 100~1000nm、光路差を 10 μ m と 50 μ m、データ数 1000 とした。

このとき下表の結果が得られた。

wavelength difference	FFT(wavenumber)		CWT (phase analysis)	
	OPD=10(μ m)	OPD=50(μ m)	OPD=10 μ m	OPD=50(μ m)
100nm	10.23	50.09	9.88	49.98
200nm	10.23	50.8	9.97	50
300nm	10.34	51.74	9.98	50.01
400nm	10.58	53	9.98	50.01
500nm	11	54.89	10	50.02
600nm	11.46	57.27	10.1	50.03
700nm	12.09	60.48	10.08	50.04
800nm	12.87		10.07	
900nm	14.03		10	
1000nm	15.69		9.82	

図 3.13 数値シミュレーション結果による比較

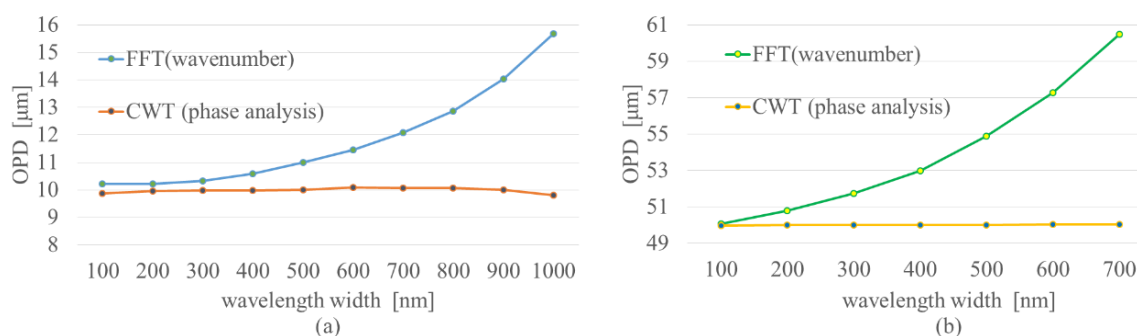


図 3.14 導出された光路差:(a)光路差 10 μ m (b)光路差 50 μ m

線形波数を用いた方法（左）は波長が 100nm 程度であればほぼ正確な光路差を導出できるものの、波長変化が大きくなるにつれて誤差が大きくなっていることが分かる。これは波数を線形に見なす際、数十 nm 程度であれば非線形性はほぼ無視できる程度にはなるが波長変化が大きくなるにつれて非線形による影響を受ける。一方 CWT は波長変化が大きくなっても高精度は維持されて非線形信号の解析に適している。

3.4 まとめ

本節では、スペクトラル干渉計における低コヒーレンス干渉の原理、回折格子による分光作用、スペクトラル干渉計の原理、スペクトラル信号の解析法について述べた。

まず低コヒーレンス光源の干渉は複数の波長から生成されており、光源波長に依存していることを示した。次に回折格子の分光作用を示し、光を波長ごと線形に空間分布することを述べた。スペクトラル干渉計の原理では、低コヒーレンス干渉信号を回折格子を用いて空間に分布させ、波長ごとに CCD カメラ状に結像する光学系を示し、波長が線形に変化する干渉信号を得ることが出来ることを示した。次にスペクトラル干渉計における信号処理法について数値シミュレーションより比較検討を行った。

3.3.1 節では FT 解析が時間や空間的に変化する信号に対しては不適切であることを述べ、STFT や線形リサンプリング法では非線形性を完全に排除することが困難であることを示した。3.3.2 節では線形リサンプリング法の原理及び信号処理手順を述べた。

3.3.3 節では、波長と位相の関係を示し、CWT の信号処理法と各パラメータの説明を行った。その後、3.3.4 節では従来法である線形リサンプリング法と CWT 解析による数値シミュレーションを行い、CWT 解析は広帯域の波長を持つ場合においても正確な光路差測定が可能であることを確認した。

第 4 章 連続ウェーブレット変換を用いたスペクトラル干渉計による段差計測

4.1 はじめに

本節では、CWT 解析を用いた段差計測を行った。実験では、マイケルソン干渉計と回折格子を用いたスペクトラル干渉計を構成し、二枚のゲージブロック (厚さ:1.03mm、1.07mm) の表面形状測定を行った。まず実験に使用する光学系の説明を行い、次に三次元形状測定を行う際に用いるガルバノミラー制御について示した。

その後、実際に実験装置の構成を行い、まず、1 ライン形状における光路差を導出した。1 ラインで得られた干渉信号に CWT 解析を適用し、干渉信号の波長に対応した位相を導出した後に位相と波長の関係式から光路差を導出した。

次に1ライン形状における光路差測定の繰り返し精度を測定するために5分間隔の測定を行った。最後にガルバノミラーを制御し、物体表面上をスキャンし三次元形状の導出を行った。

4.3.1 では SLD 光源(中心波長:830nm,波長幅:15nm)を用いた実験結果を示し、4.3.2 では SLD 光源(中心波長:840nm,波長幅:40nm)を用い同様の計測を行った計測結果を示す。4.3.3 では4.3.2 で得られた干渉信号に対し、線形リサンプリング法を用いた測定結果を示す。

4.2 実験装置

4.2.1 スペクトラル干渉計を用いた段差測定

図 4.1 に実験構成図を示す。

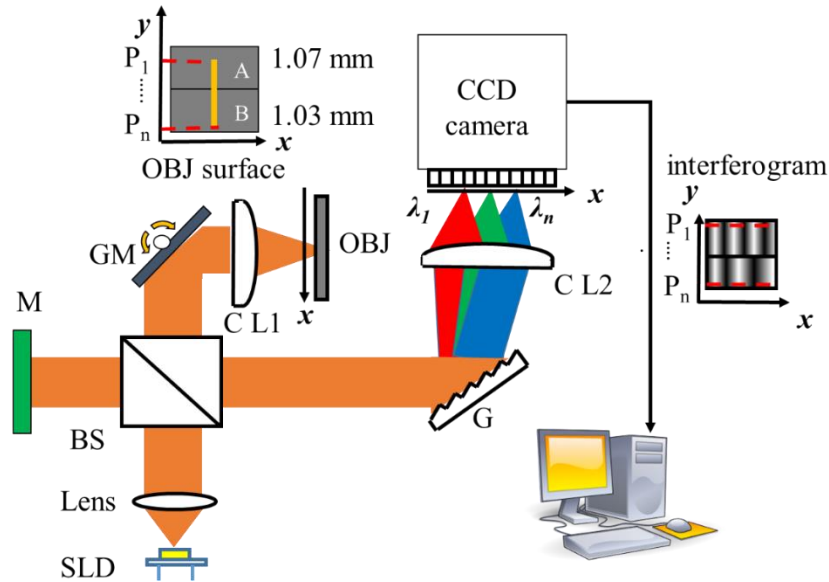


図 4.1 実験構成図

スーパーluminescentダイオード(SLD)を光源に使い、駆動電流を 100mA (光出力 3mW) で使用する。SLD から出たレーザ光はレンズ(Lens)で平行光となりビームスプリッタ(BS)で 2 つに分けられる。一方はガルバノミラー(GM: 6210H)でシリンダリカルレンズ 1(CL1: 焦点距離 50mm)への入射角を変更する。その後 CL1 を通ったレーザ光は測定物体上に一次元状に集光され、反射する。もう一方は参照ミラー(M)で反射される。それぞれの反射光は再び BS で重なり干渉する。生成された干渉信号は回折格子(G: 格子定数 1200 本/mm)によって空間上に線形に波長ごとに分光される。分光された光はシリンダリカルレンズ 2(CL2: 焦点距離 50mm)を通り CCD カメラ状に線形上に集光される。このとき一点の情報は一次元の干渉信号となるため、1 次元情報は干渉縞として取得される。その後 CWT 解析を用い干渉信号の波長に対応した位相情報を計算し、物体形状表面までの光路差を導出する。三次元形状を測定するにはガルバノミラーと CCD カメラを PIC マイコンで制御、同期を行い、128 枚の干渉縞画像を取得し、CWT 解析を用い形状を導出する。

本研究では、2つのゲージブロックからなる段差物体を測定物体とし、形状測定を行った。それぞれのゲージブロックの厚さは 1.03mm, 1.07mm となっており、相対的な段差は 40 μ m である。また光源である SLD は発振波長幅の異なる 2 の製品を用い実験を行った。

一方は浜松フォトニクス社製 SLD : 型番 L8414-41, 発振中心波長 830nm, FWHM 15nm, 光出力 3mW と EXALOS 社製 SLD : 型番 EX8410-B001, 発振中心波長 840nm, FWHM 40nm, 光出力 max 10mW を用い測定を行った。

4.2.2 表面形状測定におけるレーザースキャン

本節では PIC マイコンを用いたガルバノメーター制御について述べる。

SD-OCT 干渉計では凸レンズを用いることで一点の深さ情報を一次元の干渉信号から求めることができる。凸レンズの代わりにシリンドリカルレンズを用い線集光した場合、1次元形状を一枚の縞画像から求められる。この線集光型 SD-OCT において対象をスキャンすることで三次元形状測定を可能とする。対象をスキャンするために本研究ではガルバノミラーを制御し、シリンドリカルレンズを通るレーザ光の入射角を変える。ガルバノミラーはモーター制御されており、注入電圧の値によってミラーの角度は変化する。そのため、図に示すように入射角の変化によりレンズを通るレーザ光の焦点位置を変化する。

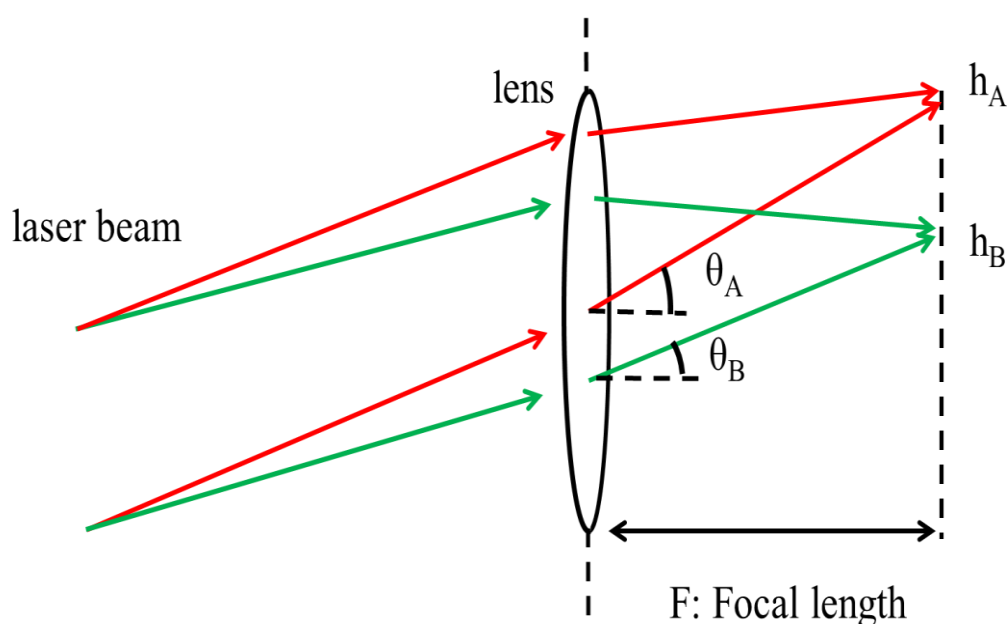


図 4.2 レンズと入射角の関係

このとき、結像される位置 h は入射角 θ と焦点距離 F から次式で表れる。

$$h = F \tan \theta \quad (4-1)$$

このレーザ走査と CCD カメラのシャッタータイミングを PIC マイコンで制御、同期し干渉縞画像を取得する。PIC マイコンにおいてパルス信号を 2 つ生成する。一方はラダー回路を用いステップ状の電圧を生成する。もう一方は半周期ずらし trigger pulse を生成する。今回使用するガルバノミラーの回転角は 2 [deg/V] であり最大 40 度 ($\pm 10V$) の変化を得る。レンズ式を用いた場合、1mm 幅の走査は約 1.14 度 (0.57V) を用いればよいことが分かる。走査幅を考慮した電圧をラダー抵抗で 128 分割し、生成されたステップ電圧をガルバノミラーの制御電圧に用いる。この 1 ステップ走査ずつを CCD カメラにより画像取得を行う。図 4.3 に(a):ステップ信号,(b):トリガパルス,(c):制御されたガルバノミラーの様子を示す。

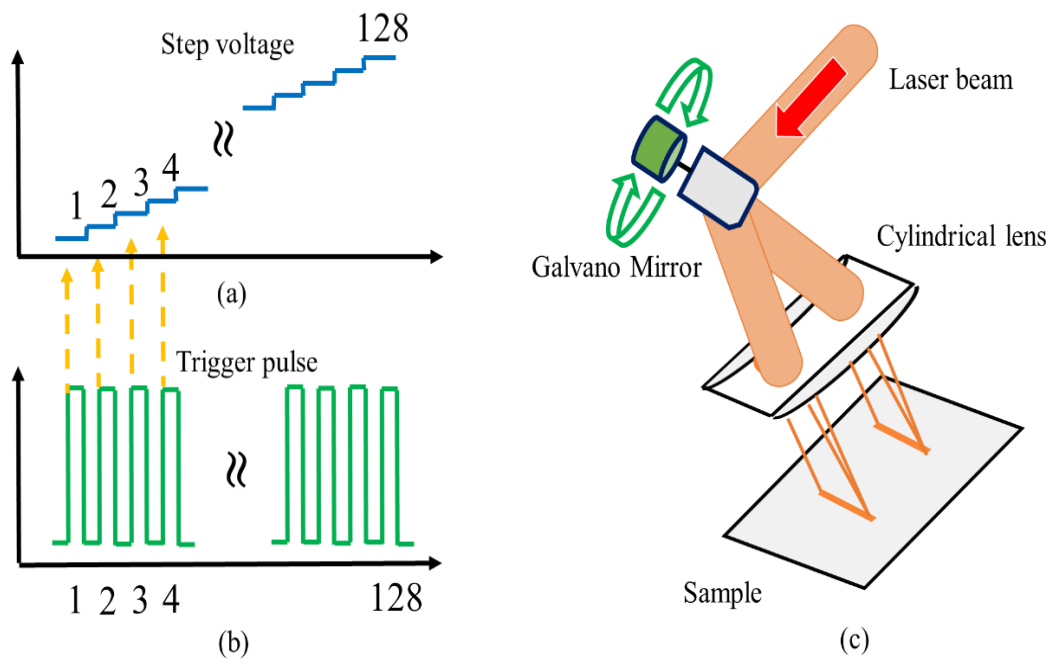


図 4.3 ガルバノミラー動作:
 (a):ステップ信号,(b):トリガーパルス,(c)ガルバノミラー制御

4.3 実験結果

4.3.1 スペクトラル干渉計による CWT 解析段差計測 (FWHM 15nm)

本節では、浜松フォトニクス社製 SLD : 型番 L8414-41, 発振中心波長 830nm, FWHM 15nm, 光出力 3mW を用いた測定結果を示していく。このときガルバノミラーは静止させ、段差表面 1 ラインにおける計測結果を示す。観測された干渉縞を図 4.4 に示す。

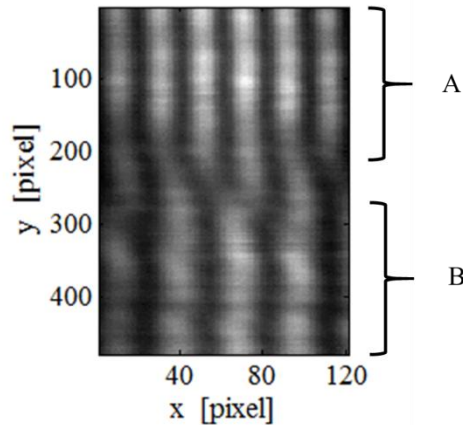


図 4.4 干渉縞

干渉信号の位相は光路差に比例しているため得られる干渉縞の周期が変化する。光路差が大きい場合、位相変化が大きくなり干渉縞は密になり、小さい場合は対照的に疎になる。それぞれのゲージブロック面 A,B からなる干渉縞の周期はそれぞれ異なっており、光路差の違いが表れていることが分かる。

次に、 $y=100,350$ における 1 ライン干渉信号を図 4.5 に示す。

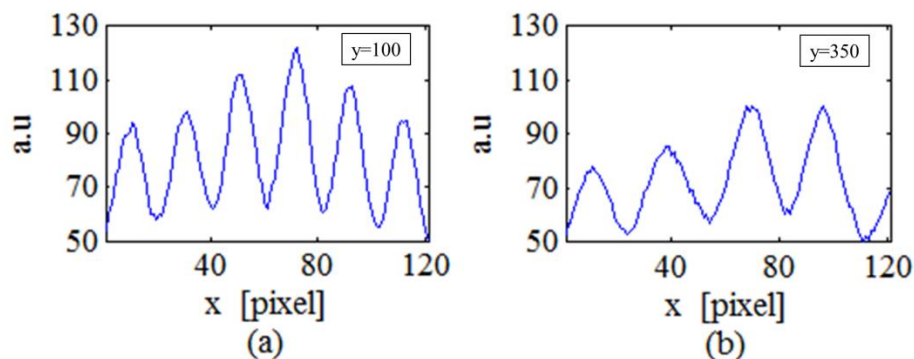


図 4.5 ライン干渉信号:(a) $y=100$ (b) $y=350$

この二つの干渉信号に対し CWT 解析を行う。CWT 解析の結果を図 4.6 に示す。

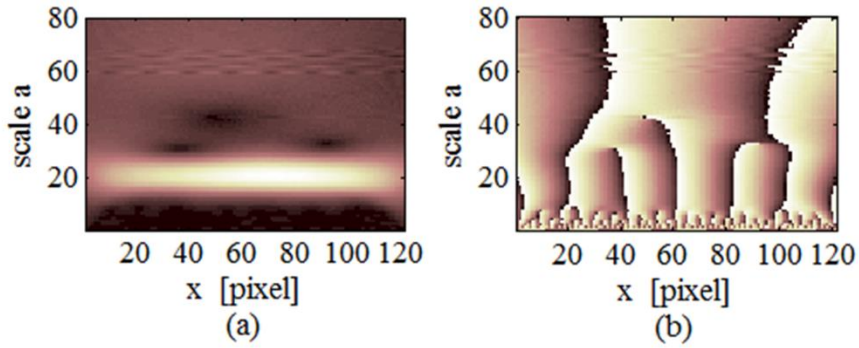


図 4.6 CWT 解析結果(y=100) : (a)係数分布(b)位相分布

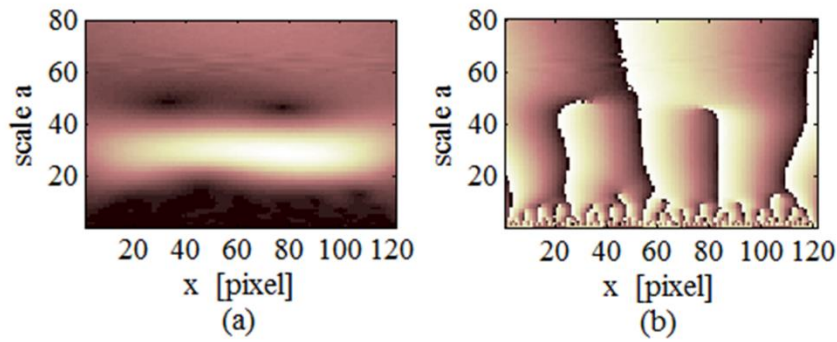


図 4.7 CWT 解析結果(y=350) : (a)係数分布(b)位相分布

それぞれの係数分布、図 4.6(a)と図 4.7 (a)より X 画素ごとにウェーブレット係数 $W(a,b)$ の最大値を特定し、位相分布に反映させ各波長の位相を導出する。導出した位相をそれぞれ図 4.8 に示す。この時、両端ではエッジ効果により位相が正しく求まらないため、解析時には両端から各画素 20pixel ずつ除去し、信号処理を行う。

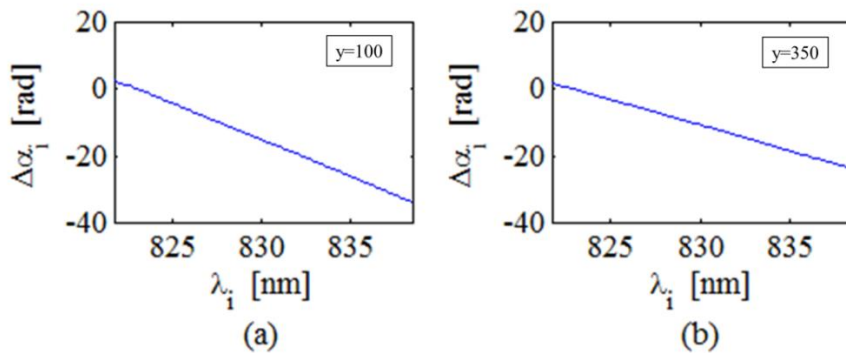


図 4.8 検出された微小位相:(a) $\Delta\alpha_{100}(y=100)$ (b) $\Delta\alpha_{350}(y=350)$

$2\pi N$ を導出するため、導出された微小位相 Δa と横軸で示される波長 λ_i との積を求める。
求められた微小位相と波長の積を図 4.9 に示す。

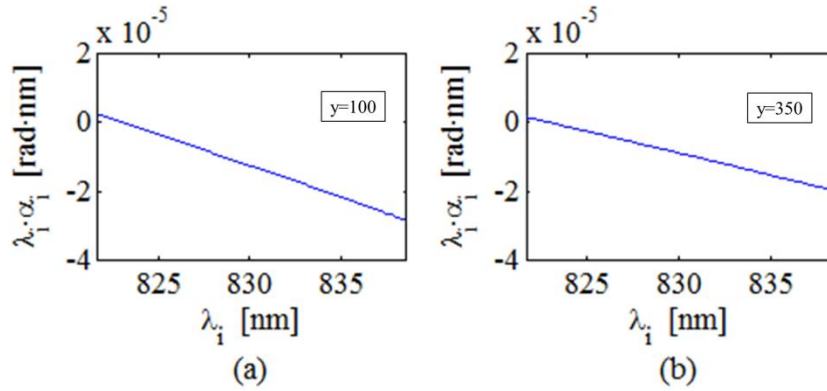


図 4.9 波長 λ_i と微小位相 Δa の積: (a) $\lambda_i * \Delta a_{100}$ ($y=100$) (b) $\lambda_i * \Delta a_{350}$ ($y=350$)

図で求められた積に線形近似を用い、一次近似式の傾きより波長に対する波長 λ_i と微小位相 Δa の積の変化率 $\Delta h / \Delta \lambda$ を導出する。

図 4.10 に位相情報 $2\pi N + \Delta \alpha_i$ を示す。

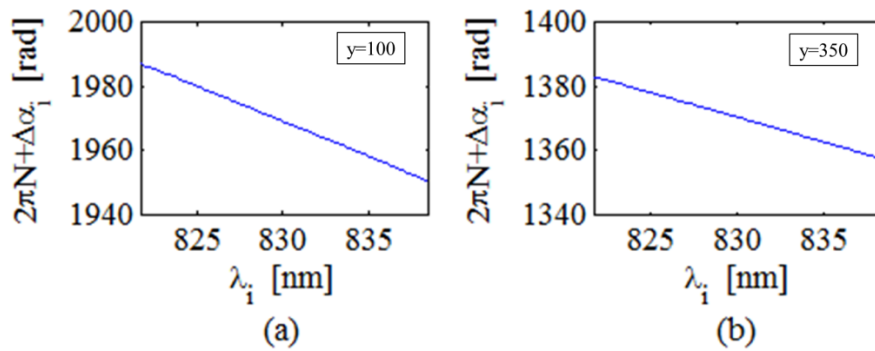


図 4.10 位相情報 $2\pi N + \Delta \alpha_i$ (a) $2\pi N + \Delta a_{100}$ ($y=100$) (b) $2\pi N + \Delta a_{350}$ ($y=350$)

導出された位相情報 $2\pi N + \Delta \alpha_i$ をもとに導出された光路差 OPD_{100}, OPD_{350} を図 4.11 に示す。

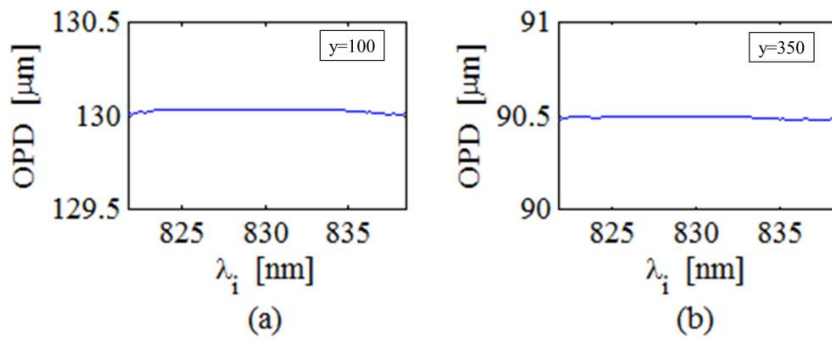


図 4.11 1点における光路差 (a)OPD₁₀₀ (y=100) (b) OPD₃₅₀ (y=350)

本研究では光路差を特定するために波長ごとに導出された光路差の平均値をとり、光路差とする。導出された光路差はそれぞれ OPD₁₀₀=130.6μm, OPD₃₅₀=91.2μm となった。この光路差導出を y=1~480 まで行い 1 ライン表面形状を導出した。この時、段差境界面である y=200~300 は除去し光路差の導出を行っている。

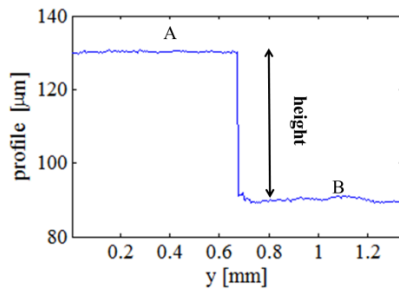


図 4.12 1 ライン表面形状

表面形状 A,B における光路差 OPD_A と OPD_B 差は 40.6μm となった。

図 4.13 には同じ測定面に対し 5 分間隔で測定した 1 ラインの表面形状を示す。

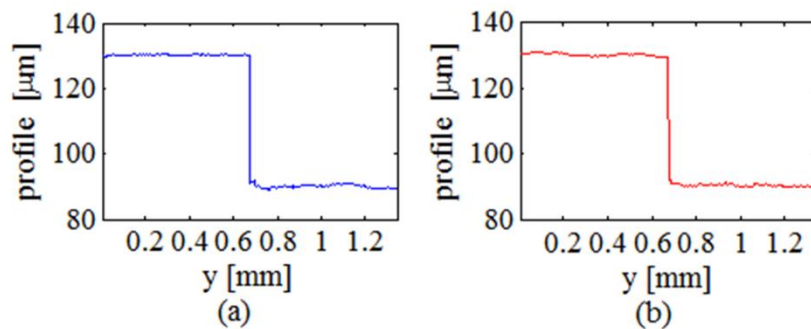


図 4.13 1 ライン表面形状の繰り返し精度測定:
(a)1 回目の測定結果(b)2 回目の測定結果 (5 分後)

このとき繰り返し測定精度は RMS 誤差で $0.58\mu\text{m}$ となった。

B 面の干渉縞はビジビリティが悪いため、正確に位相情報を導出できないため、光路差に悪影響を与えている。

最後にガルバノミラーを制御しレーザ光を走査し三次元形状測定を行った。

図 4.14 (a)のようにガルバノミラーに対し 0.4V を印加し図 4.14 (b) に示されるようにシリンドリカルレンズへの入射角を $2[\text{deg/V}] * 0.4\text{V} = 1[\text{deg}]$ の変化を与え、結像位置をレンズの式より約 0.8mm 程度の走査を行う。PIC マイコンと CCD カメラのシャッタータイミングを同時に制御し、図 4.14 (c)のように 1 ステップごとの干渉縞画像を取得し、ステップごとに光路差を導出する。それぞれ段差 1 ライン情報をステップ幅ごとに並べ三次元形状を導出する。図 4.14 (c)をもとに導出された三次元形状を図 4.15 に示す。

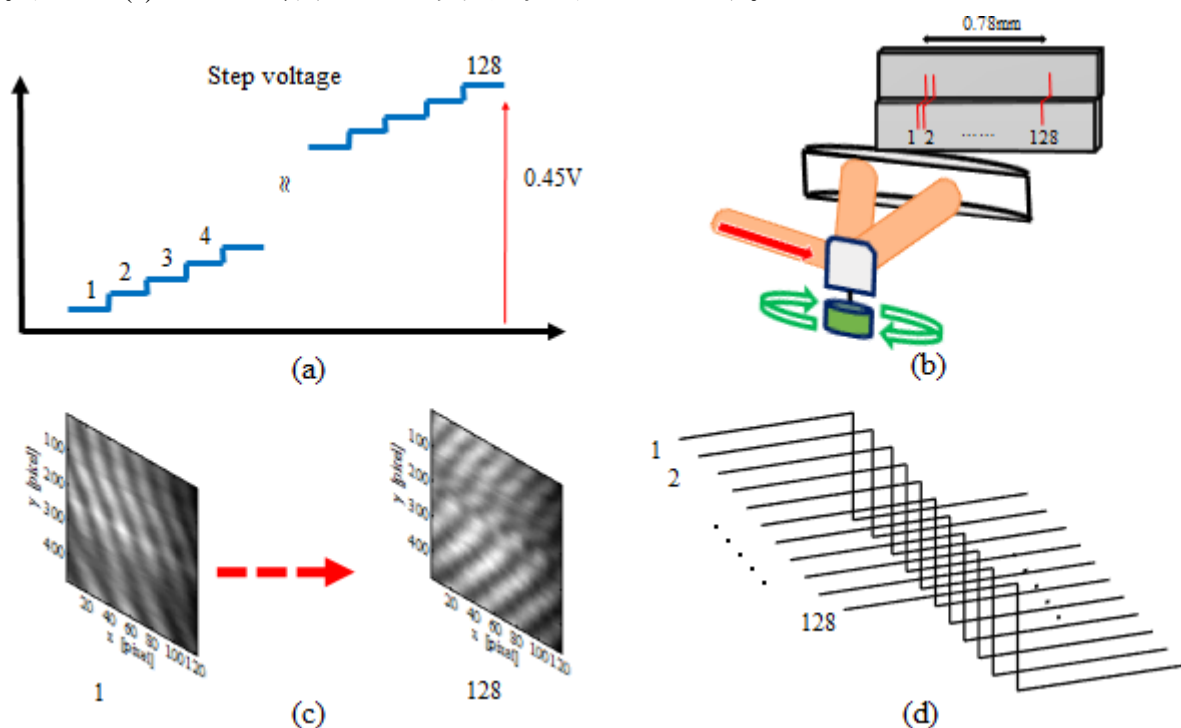


図 4.14 三次元表面形状測定法：

(a)制御電流,(b)ガルバノミラー制御,(c)観測された縞画像,(d)三次元形状の導出法

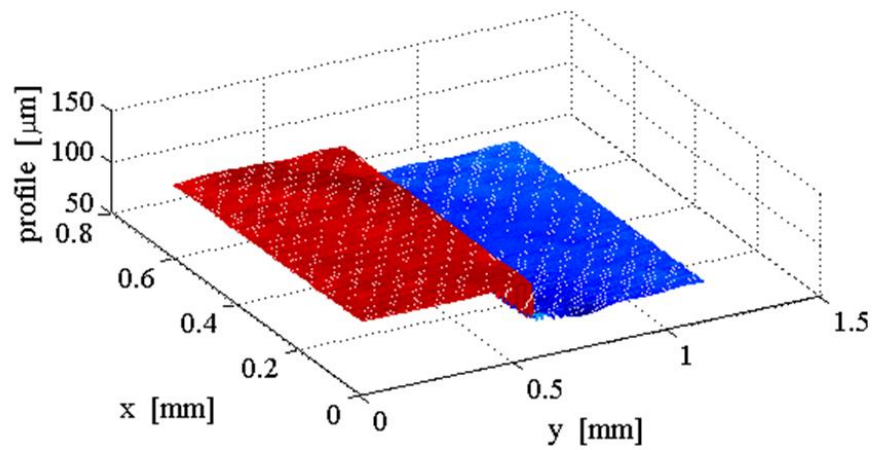


図 4.15 導出された三次元形状

この時、各面における RMS 誤差は A 面では 80nm, B 面では 560nm となった。また 40 μm の理論段差形状に対する RMS 誤差は 3.04 μm という結果が得られた。B 面における測定誤差が大きい為、理論形状と比較時に影響を与えていると考える。A 面、B 面共にビジビリティの高い干渉縞が得られれば更なる高精度測定が期待できる。

4.3.2 スペクトラル干渉計による CWT 解析段差計測 (FWHM 40nm)

前節では得られた干渉縞のビジビリティが悪く測定に誤差を与えている。そこで精度向上に向け、さらに広帯域光源を使用し同様の計測を行った。光源には EXALOS 社製 SLD : 型番 EX8410-B001, 発振中心波長 840nm, FWHM 40nm, 光出力 max 10mW を使用した。ガルバノミラーを静止させ観測された干渉縞を図 4.16 に示す。

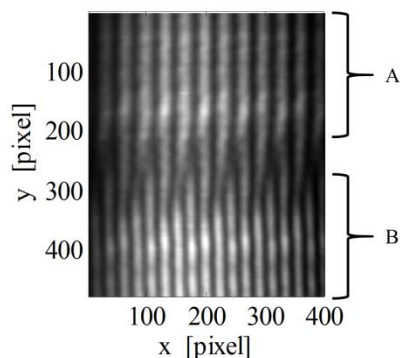


図 4.16 干渉縞

それぞれのゲージブロック面 A,B からなる干渉縞の周期が異なっていることを確認した。次に、 $y=100,350$ における 1 ライン干渉信号を図 4.17 に示す。

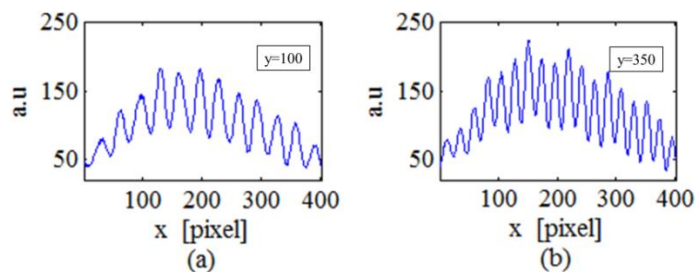


図 4.17 1 ライン干渉信号:(a) $y=100$ (b) $y=350$

この二つの干渉信号に対し CWT 解析を行う。CWT 解析の結果を下図に示す。

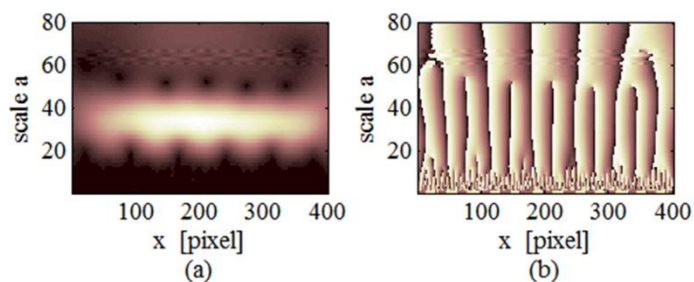


図 4.18 CWT 解析結果($y=100$): (a)係数分布(b)位相分布

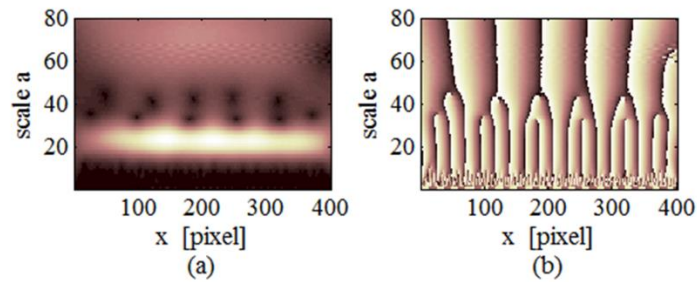


図 4.19 CWT 解析結果(y=350) : (a)係数分布(b)位相分布

それぞれの係数分布、図 4.18 (a)と図 4.19 (a)より X 画素ごとにウェーブレット係数 $W(a,b)$ の最大値を特定し、位相分布に反映させ各波長の位相を導出する。導出した位相をそれぞれ図 4.20 に示す。この時、両端ではエッジ効果により位相が正しく求まらないため、解析時には両端から各画素 20pixel ずつ除去し、信号処理を行

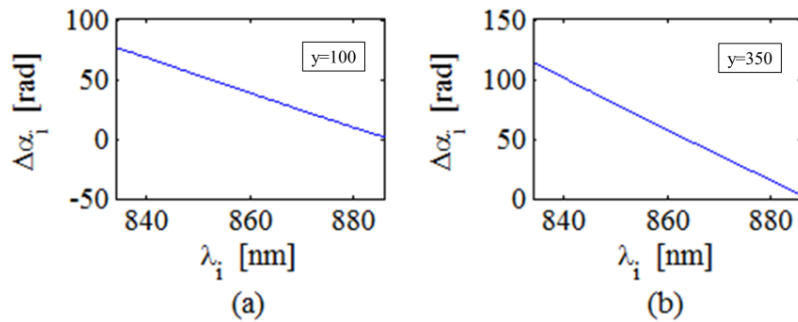


図 4.20 検出された微小位相:(a) $\Delta a_{100}(y=100)$ (b) $\Delta a_{350}(y=350)$

$2\pi N$ を導出するため、導出された微小位相 Δa と横軸で示される波長 λ_i との積を求める。求められた微小位相と波長の積を図 4.21 に示す。

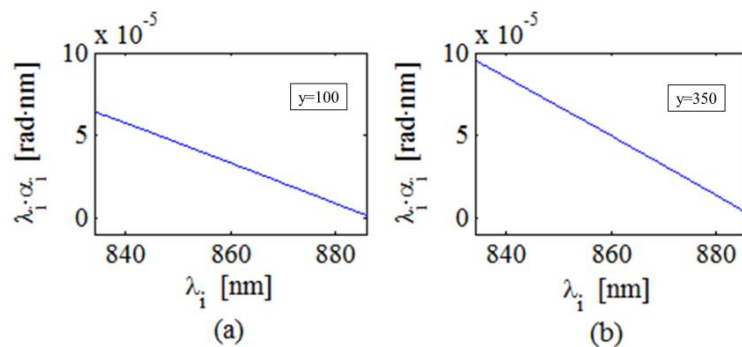


図 4.21 波長 λ_i と微小位相 Δa の積: (a) $\lambda_i * \Delta a_{100}(y=100)$ (b) $\lambda_i * \Delta a_{350}(y=350)$

図で求められた積に線形近似を用い、一次近似式の傾きより波長に対する波長 λ_i と微小位相 Δa の積の変化率 $\Delta h/\Delta \lambda$ を導出する。

図 4.22 に位相情報 $2\pi N + \Delta\alpha_i$ を示す。

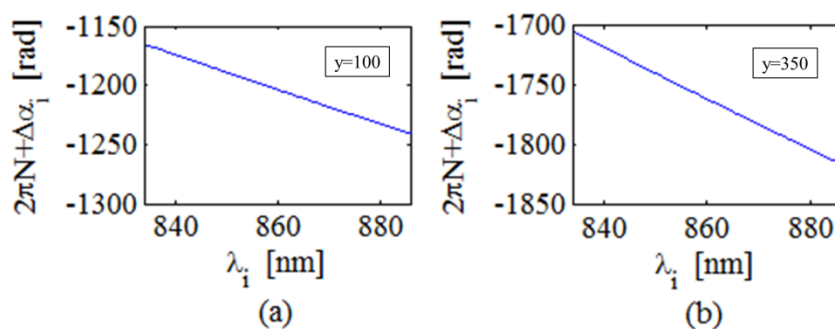


図 4.22 位相情報 $2\pi N + \Delta\alpha_i$ (a) $2\pi N + \Delta a_{100}$ ($y=100$) (b) $2\pi N + \Delta a_{350}$ ($y=350$)

導出された位相情報 $2\pi N + \Delta\alpha_i$ をもとに導出された光路差 OPD_{100}, OPD_{350} を図 4.23 に示す。

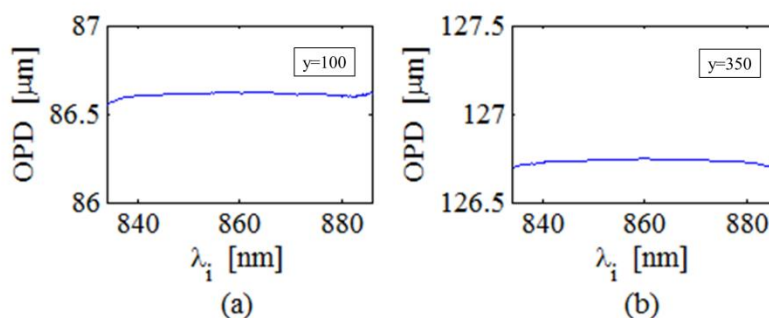


図 4.23 1 点における光路差 (a) OPD_{100} ($y=100$) (b) OPD_{350} ($y=350$)

本研究では光路差を特定するために波長ごとに導出された光路差の平均値をとり、光路差とする。導出された光路差はそれぞれ $OPD_{100}=86.6\mu\text{m}$, $OPD_{350}=126.7\mu\text{m}$ となった。この光路差導出を $y=1\sim 480$ まで行い 1 ライン表面形状を導出した。この時、段差境界面である $y=220\sim 320$ は除去し光路差の導出を行っている。

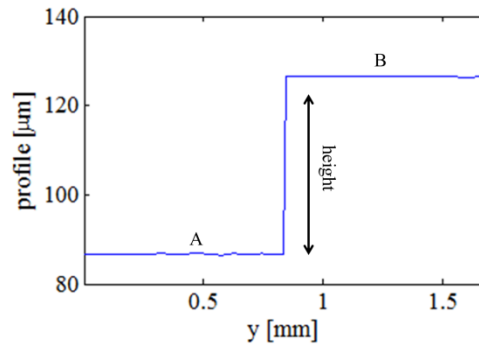


図 4.24 1 ライン表面形状

表面形状 A,B における光路差 OPD_A と OPD_B 差は $40.1\mu\text{m}$ となった。

図 4.25 には 同じ測定面に対し 5 分間隔で測定した 1 ラインの表面形状を示す。

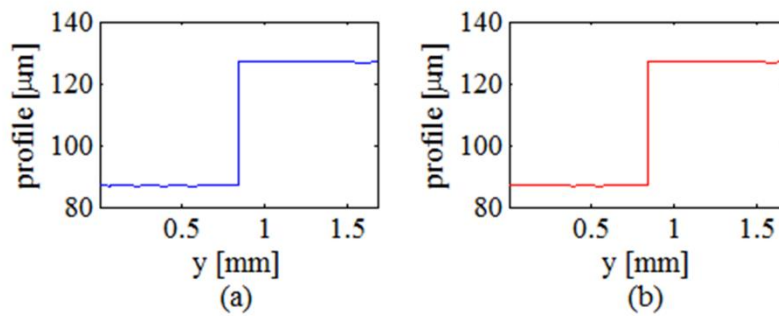


図 4.25 1 ライン表面形状の繰り返し精度測定:

(a)1 回目の測定結果(b)2 回目の測定結果 (5 分後)

このとき繰り返し測定精度は RMS 誤差で 65.1nm となった。

最後にガルバノミラーを制御しレーザー光を走査し三次元形状測定を行った。

図 4.26(a)のようにガルバノミラーに対し 0.45V を印加し図 4.26(b) に示されるようにシリンドリカルレンズへの入射角を $2[\text{deg/V}] * 0.45\text{V} = 0.9[\text{deg}]$ の変化を与え、結像位置をレンズの式より約 0.78mm 程度の走査を行う。PIC マイコンと CCD カメラのシャッタータイミングを同時に制御し、図 4.26 (c)のように 1 ステップごとの干渉縞画像を取得し、ステップごとに光路差を導出する。それぞれ段差 1 ライン情報をステップ幅ごとに並べ三次元形状を導出する。図 4.26 (c)をもとに導出された三次元形状を図 4.27 に示す。

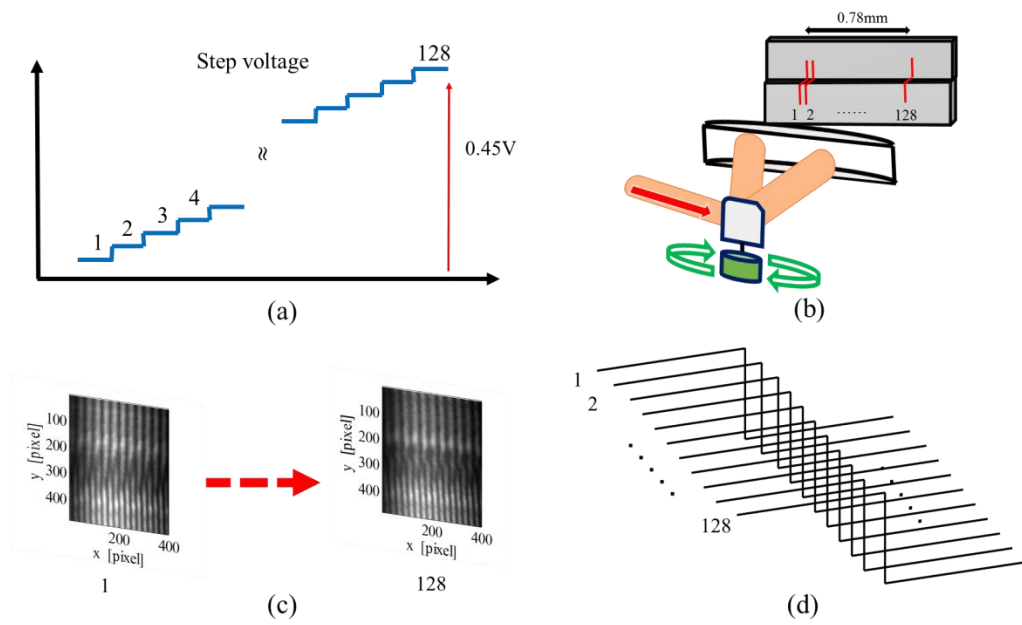


図 4.26 三次元表面形状測定法：

(a)制御電流,(b)ガルバノミラー制御,(c)観測された縞画像,(d)三次元形状の導出法

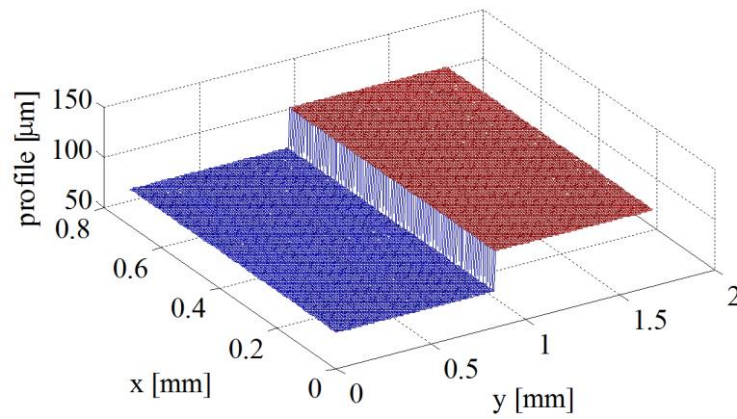


図 4.27 導出された三次元形状

導出された三次元形状と理論値段差 $40\mu\text{m}$ との rms 測定誤差は 0.17m となった。

4.3.3 線形波数サンプリング法を用いた段差計測 (FWHM 40nm)

本節では前節で得られた実験結果を基に従来法を用いた測定結果を示す。

観測された干渉縞を図 4.28 に示す。

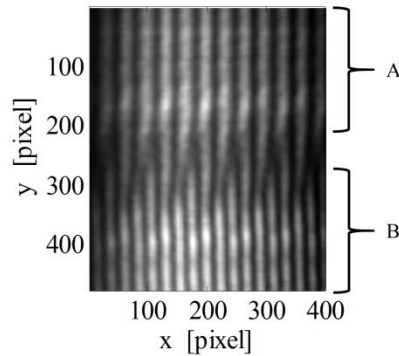


図 4.28 干渉縞

それぞれのゲージブロック面 A,B からなる干渉縞の周期が異なっていることを確認した。

次に、 $y=100,350$ における 1 ライン干渉信号を図 4.29 に示す。

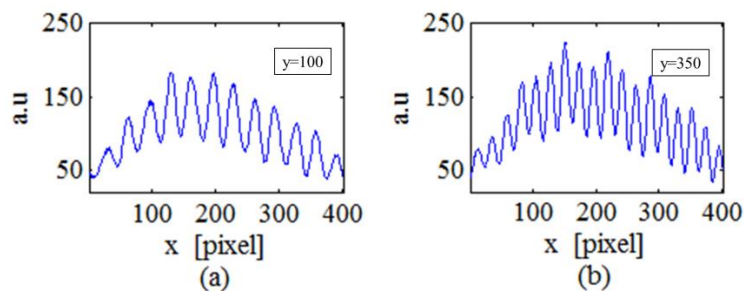


図 4.29 ライン干渉信号:(a) $y=100$ (b) $y=350$

この干渉信号を波数空間で線形にサンプリングし直す。既知の波長をもとに波数空間を導出し、図 4.30(a)に示されるよう波数の最大値と最小値を特定し、赤い実線のように一次近似を行い、線形波数を得る。その後、図 4.30(b)のように波数情報を線形波数情報に置き換える。

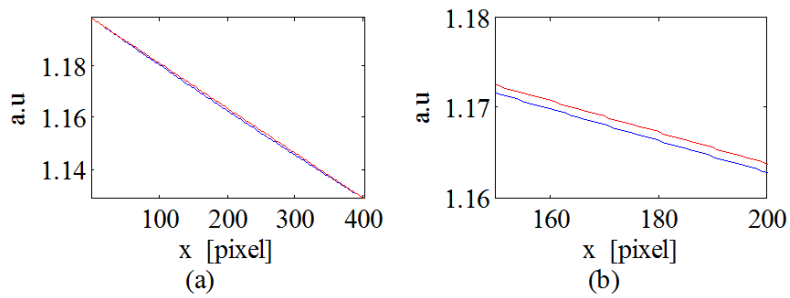


図 4.30 波数リサンプリング:(a)一次近似式の導出(b)線形波数に置換

図 4.31 にリサンプリングされた信号を示す。干渉信号の周期が一定であり、線形な波数であることが分かる。

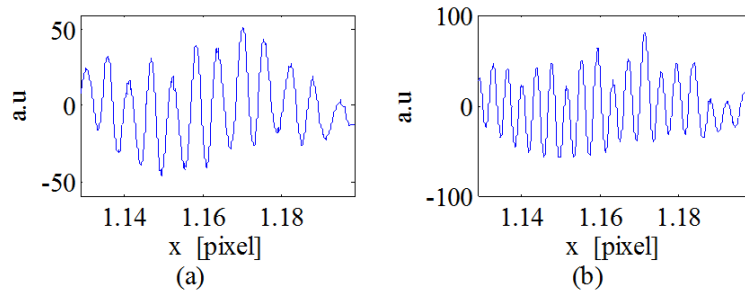


図 4.31 リサンプリング信号:(a)y=100 (b) y=350

得られたリサンプリング信号に FFT 解析を施し、得られた光路差を図 4.32 に示す。

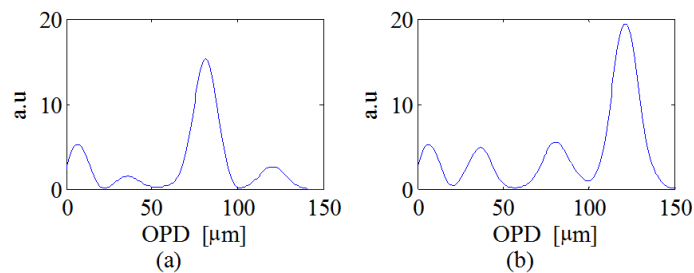


図 4.32 導出した光路差:(a)y=100 (b) y=350

導出された光路差はそれぞれ $OPD_{100}=89.5\mu\text{m}$, $OPD_{350}=130.1\mu\text{m}$ となった。この光路差導出を $y=1\sim 480$ まで行い 1 ライン表面形状を導出した。

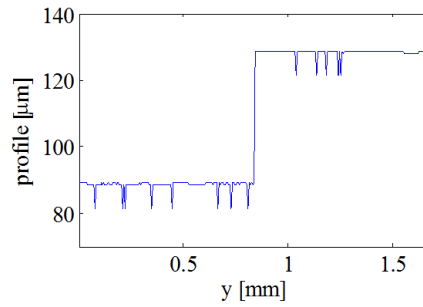


図 4.33 1 ライン表面形状

表面形状 A,B における光路差 OPD_A と OPD_B 差は $40.3\mu\text{m}$ となった。

図 4.34 には 同じ測定面に対し 5 分間隔で測定した 1 ラインの表面形状を示す。

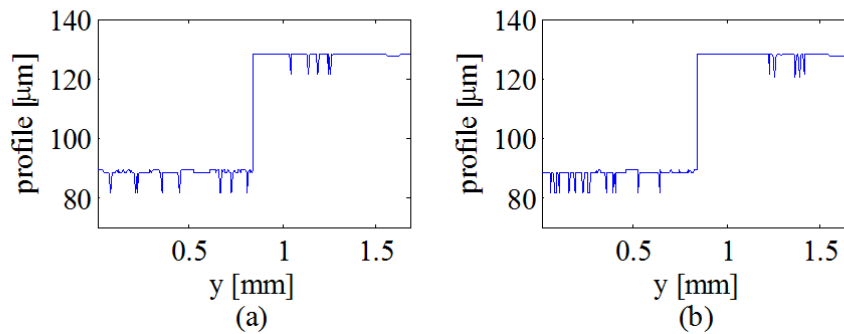


図 4.34 ライン表面形状の繰り返し精度測定:

(a)1 回目の測定結果(b)2 回目の測定結果 (5 分後)

三次元形状測定の結果を図 4.34 に示す。

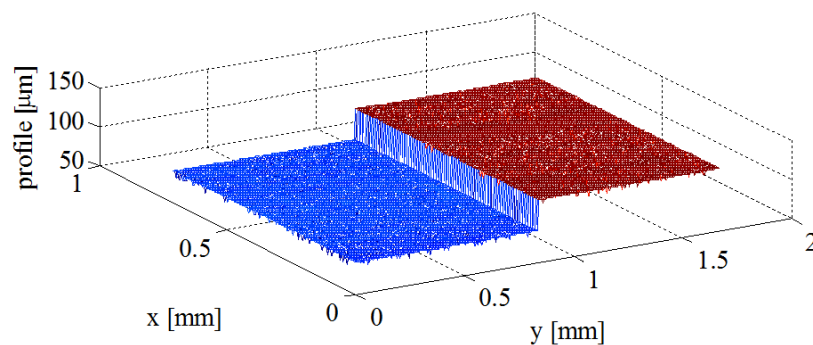


図 4.34 三次元形状測定結果

従来法では、形状測定はできるものの、面全体における測定誤差が大きくなっている。これはサンプリング周波数が大きく、空間周波数導出時のピーク検出のズレによると考えられる。

4.4 まとめ

本節では、マイケルソン干渉計と回折格子からなる SD-OCT 干渉計を構成し、段差 $40\mu\text{m}$ の表面形状測定を行った。得られた干渉信号から CWT 解析を用い波長に対応した位相情報を導出し、波長と位相の関係から光路差を導出した。

SLD 光源 (中心波長 830nm , FWHM 15nm) を使用した場合、各面の光路差はそれぞれ $130.6\mu\text{m}$, $91.2\mu\text{m}$ となり、段差 $39.4\mu\text{m}$ で求まり、1 ライン形状測定における繰り返し誤差は $0.51\mu\text{m}$ となった。SLD 光源 (中心波長 840nm , FWHM 40nm) を使用した場合、各面の光路差はそれぞれ $86.5\mu\text{m}$, $126.4\mu\text{m}$ となり、段差 $39.9\mu\text{m}$ で求まり、1 ライン形状測定における繰り返し誤差は 65.1nm となった。三次元形状測定を行った際、理論形状との測定誤差は $0.17\mu\text{m}$ という結果が得られた。これらの結果から CWT 解析を用いた本手法は高精度な光路差測定が可能であることを示した。

第5章 結論

本研究では高コヒーレンス干渉計、低コヒーレンス干渉計の両者に対し高精度光波干渉計の構成を目指した。高コヒーレンス干渉計測においては、直接変調を用いた干渉計測の精度改善を目指し、半導体レーザと位相シフト法を用いて外乱による影響を受けにくい高精度干渉計について新たな手法の提案を行った。まずパルス変調半導体レーザの発振原理と位相シフト法について示した後、2つ干渉計を用いた干渉計測法とダウンサンプリング法を用いた信号処理について示した。実験では、まずパルス変調半導体レーザの発振特性の確認実験を行い、パルス変調により干渉信号の位相は大きな変化が発生することを確認し、広帯域波長変化を確認した。次に光路差の異なる2つの干渉計をそれぞれ独立に構成し、それぞれの干渉計における位相変化を確認した。観測された位相変化はそれぞれ異なる変化を示し、各干渉計の光路差に依存しており、またパルス変調直後における干渉信号はノイズの影響が少なく安定していることを確認した。次に、一方の干渉計でもう一方の干渉計の位相 $\pi/2$ ごとの干渉信号を取得するため光路差を 4:1 に設定し、一方の干渉信号をトリガ回路に入力し任意のタイミングでトリガパルスが生成されていることを確認した。その後、平面ミラー、曲率半径 $R=2500\text{mm}$ の凹面鏡を対象物体とした表面形状測定を行った。平面ミラーでは 10nm ほどの誤差はあるが表面形状の計算ができ、凹面鏡では $20\sim 30\text{nm}$ 程度の誤差で表面形状測定を実現した。低コヒーレンス干渉計測においては、SD-OCT 干渉計測に対し、連続ウェーブレット変換 (CWT) を用いた信号処理を提案し高精度な段差計測を目指した。まず低コヒーレンス干渉原理、回折格子による分光作用を示した。次にスペクトラル干渉計の構成を示し、線形な波長変化を伴う干渉信号を得る方法を示した。その後、得られた干渉信号に対する信号処理法について数値シミュレーションを用い検討した。シミュレーション結果より従来の手法である線形波数リサンプリング法よりも連続ウェーブレット変換を用いた本手法は非線形信号解析に適し、精密な測定が可能であることを示した。実験ではマイケルソン干渉計と回折格子を用いたスペクトラル干渉計を構成し、二枚のゲージブロック (厚さ: 1.03mm 、 1.07mm) の表面形状測定を行った。得られた干渉信号に CWT を適用し、干渉信号の波長に対応した位相を導出し、位相と波長の関係式から光路差を導出した。1ライン形状の測定時、繰り返し測定による誤差は 65.1nm となり、三次元表面形状では理論段差形状との誤差は 120nm となった。

今後、パルス変調半導体レーザにおいてはさらに実時間性を高めるため、画像処理専用ボードによる信号処理装置を構成する。有用性の確認後、パルス変調半導体レーザを用いた物体の動きを捉える計測の研究、検討を行っていく。実時間測定により、情報をその場ですぐ利用できるため動きのある物体の定量的モニタが行うことが可能になると考えられる。スペクトラル干渉計測においては凹凸の激しい構造を持つ金属の表面形状測定や更なる高精度測定の実現を目指す。実際に研削により加工された金属の表面粗さは周期性を持つ。このため金属表面で測定光は散乱され、スペクトラル干渉計における回折格子による回折光と判別

が困難となる。この要因を帰結するために分光器の構成を見直し正確な波長導出する手法の検討や段差境界面の乱反射を除く光学系調整や設計を行う。またガルバノミラー制御範囲を拡大し、広範囲形状測定を行う。また上記と共に断層構造物体への応用を目指し、数百 μm の厚みを持つガラス薄膜を対象とした形状計測を行う予定である。

参考文献

- [1] 吉田一郎 :表面粗さ —その測定方法と規格に関して—はじめての精密工学, 精密工学会誌, Vol. 78(4), p301-304(2012)
- [2] 河野嗣男, 面田 学, 岡崎祐一他: インプロセス計測加工精度補償の研究(第 1 報), 精密工学会誌, Vol.54(8), p63-68(1988)
- [3] 宮本紘三: 接触式と非接触式による表面形状測定, 精密機械, Vol. 51(4), p674-680 (2012)
- [4] 谷村吉久 豊田幸司: レーザ干渉計を応用した非接触微細形状測定装置 精密機械 Vol. 50, No. 10, P 1617-1621, (1984)
- [5] 谷田貝豊彦: 超精密加工と高精度光干渉計測法, 精密機械 51(2), p271-276(1985)
- [6] 北川克一: 光干渉法による三次元計測, 計測と制御 50(2), p97-104(2011)
- [7] 佐藤 敦: 白色干渉法を利用した最新の表面評価技術, 表面技術, Vol. 57(8), p554 (2006)
- [8] 安東 滋: レーザによる形状の測定, 精密機械, Vol. 39 (460) ,p467-471(1973)
- [9] 新川 和夫, DRINNON Jr. R. H., WANG F. X. and KOBAYASHI A.S. :モアレ干渉法による高速き裂の開口変位測定, 日本機械学会論文集 A 編, Vol. 58 (545), p59-63(1992)
- [10] 北川克一: 白色干渉法による透明膜の膜厚と屈折率の同時計測: 2007 年度精密工学会秋季大会, セッション ID: F45
- [11] 岩田 耕一: 三次元屈折率分布の測定, 応用物理, Vol. 49 (5), p487-495(1980)
- [12] 立田 光廣: 光ファイバの屈折率分布測定法, 応用物理 Vol. 48(3) , p 264-268(1979)
- [13] N. A. Massie, R. D. Nelson, and S. Holly, “High-performance real-time heterodyne interferometry”, Applied Optics, Vol. 18, (11), pp. 1797-1803 (1979)
- [14] J. E. Greivenkamp and J. H. Bruning, “Phase Shifting interferometry”, in Optical Shop Testing, 2nd, ed., D. Malacara, ed., pp. 501-598 (1992)
- [15] 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 Vol. 72(1), pp. 156-160 (1982)
- [16] Mark E. Brezinski and James G. Fujimoto, “Optical Coherence Tomography: High-Resolution Imaging in Nontransparent Tissue”, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electronics, Vol. 5(4), p. 1185-1192. (1999)
- [17] Y. Ishii, J. Chen, and K. Murata, “Digital phase-measuring interferometry with tunable laser diode,” Opt. Lett. **12**, 233-235 (1987)
- [18] R. Onodera and Y. Ishii, “Frame rate phase-shifting interferometer with a frequency-modulated laser diode,” Opt. Eng. **38**, 2045-2049(1999)

- [19] O. Sasaki, K. Takahashi, and T. Suzuki, "Sinusoidal phase modulating laser diode interferometer with a feedback control system to eliminate external disturbance," *Opt. Eng.* **29**, 1511-1515 (1990)
- [20] T. Suzuki, X. Zhao, and O. Sasaki, "Phase-locked phase shifting laser diode interferometer with photothermal modulation," *Appl. Opt.* **40**, 2126-2131 (2001)
- [21] T. Suzuki, M. Matsuda, O. Sasaki and T. Maruyama, "Laser diode interferometer with a photothermal modulation," *Appl. Opt.* **38**, 7069-7075 (1999)
- [22] T. Suzuki, T. Adachi, O. Sasaki, and S. Choi, "Phase-shifting laser diode interferometer using pulse modulation," *Appl. Opt.* **18**, 4109-4112 (2012)
- [23] S. Matsuo, "High Resolution Optical Sampling Oscilloscope," *IEEJ Trans. FM*, vol.**124**, No1, 18-19 (2004)
- [24] A. G. Podoleanu, J. A. Rogers, D. A. Jackson, and S. Dunne, "Three dimensional OCT images from retina and skin", *Optics Express*, Vol. 7(9), pp.292-298. (2000)
- [25] E. Dalimier and D. Salomon, "Full-Field Optical Coherence Tomography: A New Technology for 3D High-Resolution Skin Imaging" *Dermatology*, Vol. 224(1), pp.84-92. (2012)
- [26] W. Luo, D. L. Marks, T. S. Ralston, and S. A. Boppart, "Three-dimensional optical coherence tomography of the embryonic murine cardiovascular system", *J. Biomed. Opt.* 11(2), 021014 (2006)
- [27] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, and R. Leitgeb, "Performance of Fourier domain vs. time domain optical coherence tomography". *Optics Express*, Vol. 11(8), pp.889. (2003)
- [28] Z. Yaqoob, J. Wu, and C. Yang, "spectral domain optical coherence tomography :a better OCT imaging strategy" . *Bio Techniques*, Vol. 39, pp.S6-S13.(2007)
- [29] Z. Hu and A. M. Rollins "Fourier domain optical coherence tomography with a linear-in-wavenumber spectrometer". *Optics Letters*, Vol. 32(24), pp.3525-3527. (2007)
- [30] C. Xu, J. Ye, and D. L. Marks, "Near-infrared dyes as contrast-enhancing agents for spectroscopic optical coherence tomography". *Optics Letters*, Vol. 29(14), pp.1647-1649. (2004)
- [31] C. P. Fleming, J. Eckert, E. F. Halpern, J. A. Gardecki, and G. J. Tearney "Depth resolved detection of lipid using spectroscopic optical coherence tomography". *Biomedical Optics express*, Vol. 4(8), pp.1269-1284.(2013)
- [32] M. Sifuzzaman, M.R.Islam, and M.Z Ali, "Application of Wavelet Transform and its Advantages Compared to Fourier Transform". *Journal of Physical Science*, Vol. 13, pp.121-134. (2009).
- [33] L. R. Watkins, S. M. Tan and T. H. Barnes, "Determination of interferometer phase distributions by use of wavelets," *Opt Letters*, Vol. 24 (13), pp. 905-907. (1999)
- [34] H. Liu, A. N. Cartwright, and C. Basaran, "Moire´ interferogram phase extraction: a ridge detection algorithm for continuous wavelet transforms". *Applied opticts*, Vol. 43(4), pp.850-857. (2004)

業績

学術論文誌

1. Takuma Serizawa, Takamasa Suzuki, and Samuel Choi:

Research of Phase-shifting interferometer with pulse modulation based on a downsampling technique.

(ダウンサンプリング法を用いたパルス変調位相シフト干渉計)

平成 27 月 8 月発行 Journal of Optical Engineering

Vol.54, Issue 8, pp 085107 に発表

国際学会

2. Takuma Serizawa, Takamasa Suzuki, Samuel Choi, and Osami Sasaki:

Research of Spectral Domain Optical coherence tomography using Wavelet Transform

(ウェーブレット変換を用いたスペクトラルドメイン OCT の研究)

平成28年5月発行 2nd Biomedical Imaging and Sensing Conference BISCp6-18に発表

国内学会

1. 芹澤琢磨他 鈴木孝昌 崔 森悦:

ウェーブレット変換を用いたスペクトラルドメイン干渉計測系による段差計測

平成 27 月 10 月発行 第 25 回電気学会東京支部新潟支所研究発表会予稿集 85 項に発表

2. 芹澤琢磨他 鈴木孝昌 崔 森悦 佐々木 修己:

連続ウェーブレット変換を用いたスペクトラルドメイン干渉計による段差計測

平成28年9月発行 応用物理学会秋季学術論文講演会 14a-P2-1に発表

謝辞

本研究を行うにあたり、研究の指針、実験方法など適切かつ親切にご指導してくださいました鈴木孝昌教授に厚く御礼申し上げます。また佐々木修己教授、崔森悦先生、実験器具の作成方法の助言や工作機械の使用法の指導をしてくださった岩野春男技官、実験を行うに際して協力していただいた鈴木・佐々木研究室・崔研究室の大学院生、4年生の皆様に厚く感謝の意を表し、厚く御礼申し上げます。