

位相検出方式による精密計測およびその応用

大谷 幸利

①

位相検出方式による精密計測およびその応用

大 谷 幸 利

## 目次

第1章 序論	1
1. 1 研究目的	1
1. 2 位相検出の方法論	2
1. 3 研究対象	7
1. 4 論文の構成	9
第2章 位相走査方式による位相検出法	14
2. 1 はじめに	14
2. 2 位相走査方式による位相検出	14
2. 3 位相走査方式による三次元形状計測	17
2. 3. 1 モアレトポグラフィ法による形状計測	17
2. 3. 2 三次元形状の算出	17
2. 3. 3 形状計測装置	20
2. 3. 4 三次元形状の計測	24
2. 4 まとめ	30
第3章 光ヘテロダイン方式による位相検出法	31
3. 1 はじめに	31
3. 2 光ヘテロダイン方式による位相検出	31
3. 3 光ヘテロダイン方式による三次元形状計測	32
3. 3. 1 差動型光ヘテロダイン法による形状計測	32
3. 3. 2 差動型光ヘテロダイン法	33
3. 3. 3 三次元形状計測装置	37
3. 3. 4 表面形状計測	40
3. 4 光ヘテロダイン方式による磁場センサ	43
3. 4. 1 複屈折計測とファイバ磁場センサへの応用	43
3. 4. 2 磁気複屈折	44
3. 4. 3 磁気複屈折の測定	45
3. 4. 4 磁場方位の決定	49
3. 4. 5 光ファイバ型磁場センサ	51
3. 4. 6 偏波面保持ファイバの外乱除去	53
3. 4. 7 磁場計測	54

3. 5	まとめ	58
第4章	時間的位相シフト方式による位相検出法	59
4. 1	はじめに	59
4. 2	時間的位相シフト方式による位相検出	59
4. 3	時間的位相シフト方式による三次元形状計測	61
4. 3. 1	位相シフト斜入射干渉計による形状計測	61
4. 3. 2	アブラムソン干渉計	63
4. 3. 3	位相シフト型アブラムソン干渉計による 表面形状計測	64
4. 3. 4	形状計測装置	66
4. 3. 5	精度検定	68
4. 3. 6	粗面物体の精密計測	70
4. 4	まとめ	73
第5章	空間的位相シフト方式による位相検出法	74
5. 1	はじめに	74
5. 2	空間的位相シフト方式	74
5. 3	空間的位相シフト方式による三次元形状計測	76
5. 3. 1	パターン投影法による形状計測法	76
5. 3. 2	ワンステップ位相シフト法による形状計測	77
5. 3. 3	ワンステップ位相シフト法による形状計測 システム	82
5. 3. 4	三次元形状計測への適用	88
5. 4	まとめ	92
第6章	多重位相シフト方式による位相検出法	93
6. 1	はじめに	93
6. 2	多重位相シフト方式による複屈折計測	93
6. 2. 1	複屈折計測	93
6. 2. 2	複屈折測定法	94
6. 2. 3	2次元複屈折測定	100
6. 2. 4	精度検定	102
6. 2. 5	光学素子の設定誤差解析	104

6. 2. 6	光学素子の複屈折分布計測への応用	113
6. 3	磁場分布計測の応用	122
6. 3. 1	2次元磁場分布計測	122
6. 3. 2	2次元磁場分布計測法	122
6. 3. 3	磁場分布計測システム	126
6. 3. 4	磁場分布	127
6. 4	微小複屈折分布計測への応用	129
6. 4. 1	微小複屈折計測	129
6. 4. 2	局所サンプリング法	129
6. 4. 3	微小複屈折測定光学系	133
6. 4. 4	微小複屈折への適用	136
6. 5	複屈折分布の計測時間の短縮への試み	140
6. 5. 1	複屈折分布計測の計測時間	140
6. 5. 2	ワンステップ位相シフト方式による2次元複屈折分布計測	140
6. 5. 3	高速2次元複屈折計測光学系	142
6. 5. 4	2次元複屈折分布測定結果	143
6. 6	まとめ	144
第7章	結論	146
第8章	今後の展望	150
	謝辞	152
	参考文献	153
	研究発表リスト	159

## 第1章 序論

### 1. 1 研究目的

計測は科学技術の基礎として目的とする諸量を捉える役割を果たしているが、例えば変位、形状、速度、温度、磁場、電圧、電流などの実際的な計測にあっては機械的あるいは電気的な手法をはじめ様々な方式による計測が行われている。そのうち光学的手法<sup>1)</sup>は非接触、非破壊、測定対象や環境に影響を与えにくいなどの利点があるため古から注目されてきた。特に、1960年 Maiman によってレーザーが発明され、この単色性、可干渉性、直進性また高輝度性といった特徴により光計測は急速に発展した。さらに、光の波長は長さの基準になっており、光の波長をスケールとして用いることにより信頼性の高い計測法として広範囲に利用されている。

光による計測には単に幾何学的な特性（直進性や結像性など）を用いるほかに、波動光学的な特性を利用することも行われているが、光の周波数はおよそ 100 THz とあまりにも高いために、現在までの技術では光を直接的に検出することは困難である。そのため、古くから2つの光を干渉させ、電気的に検出可能な低周波の干渉縞を作り、この明暗変化から計測したい物理情報を取り出すことが試みられてきた<sup>2)</sup>。

同様に、高周波成分の重ね合わせなどによって周波数の減衰化をはかり、その低周波成分に着目して、光強度として検出する方法も行われており、例えばモアレ縞のように幾何学的干渉法を利用することができる。この場合には測定したい位相情報を含んだ光ほど高周波ではないが高い空間周波数をもつ変形格子像に基準格子を重ね合わせることによって幾何学的に干渉させる。これによって低い空間周波数をもつモアレ縞を発生させ、このモアレ縞の明暗という光強度の変化から計測したい物理情報を得ることができる<sup>3)</sup>。

このような縞情報を利用した計測は従来から広く試みられてきたが、今日の科学技術の進歩、発展や製造技術の向上に伴い計測の高精度化が求められており、精密計測のためには干渉縞の明暗変化のみの情報では不十分となっている。こうした要求に応えるためには縞と縞の間の情報、つまりサブフリンジ情報を読みとる必要性が生じている。また、同時に干渉縞の明暗変化は周期関数

であるため二つの縞情報の時間的空間的關係，すなわち縞と縞の相互の關係から相対的に位相が進んでいるのか遅れているのかを判断することが困難であるという問題もある。例えば形状計測の場合，その際に得られる干渉縞は等高線を表すが，この場合には隣りあう縞と縞との凹凸の關係がわからないという問題がある。こうした問題に対応するために得られた縞情報から1フリンジの間を単純に細かく読むことは以前から行われてきたが，ノイズの影響もあり1周期を数分割できるにすぎなかった。より高精度化な計測を行うためには，例えば，何らかのかたちであらかじめ外部より既知な初期位相を与えて，この情報をもとに縞と縞の間の情報を得る位相検出法が試みられている<sup>4)</sup>。こうした手法によって1フリンジ以下を高精度で読むとともに，干渉縞間の相互の關係の判別も行うことが可能になりつつある。

本研究は縞情報のもつ位相に着目して，位相検出法による精密計測という観点に立ち，計測の対象として3次元表面形状を中心とした表面状態と複屈折を中心とした内部状態をとりあげ，表面状態の精密計測においては従来からある位相検出法に特性改善を施し精密計測の新しい方向性を見出すことを試みるとともに，内部状態の計測においては新たな位相検出法を確立した上で従来にない複屈折計測法の確立を試みている。

この際に用いる位相検出法は計測対象となる情報を含んだ高周波信号と参照信号とを重ね合わせることによって干渉縞という低周波信号とし取り出し，この干渉縞が正弦状の光強度分布をもつことから，参照信号にあらかじめ判明している位相変化分を与えて位相変調を行い，このときの光強度分布から測定信号がもつ情報としての初期位相を求めていくものである。

## 1. 2 位相検出の方法論

ここでは本論文で基本となるサブフリンジ検出のための位相検出法について述べる。干渉縞は求めたい物理情報を持つ測定光と参照光を重ね合わせることによって形成される。このとき参照光の位相を何らかの形で変調させると，干渉縞の光強度が参照光の位相変調に呼応して正弦状に変化する。この位相変調量と干渉縞の光強度信号の正弦性から初期位相，振幅成分またはバイアス成分として計測したい物理情報を検出することができる。この参照光に与える既知

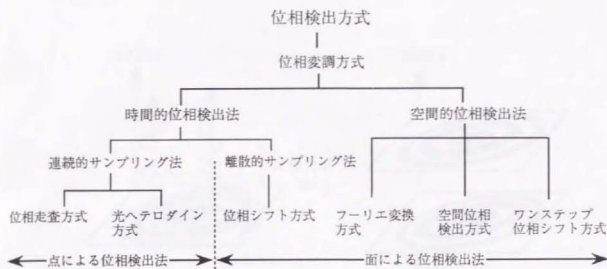


図 1. 1 位相検出法の分類

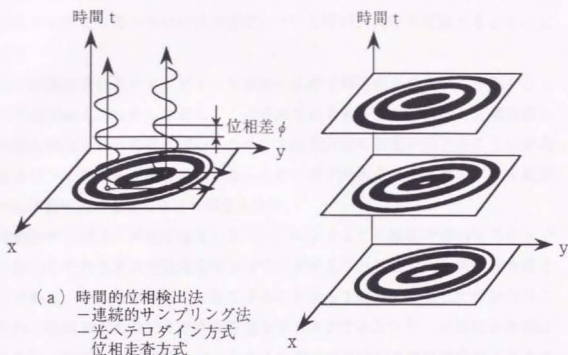
の位相をキャリア（搬送波）と呼び、この考え方による位相検出法を図 1. 1 に示すように分類する。参照光の位相を時間的に、あるいは空間的に変化させるかによって、時間的位相検出法と空間的位相検出法に大分する。以下に、各々の場合について述べる。

#### (a) 時間的位相検出法

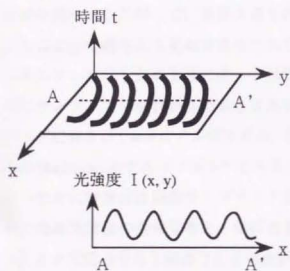
時間的なキャリアの利用による干渉縞の位相検出法は、参照光の位相をなんらかの形で時間的に既知量だけ変化させることによって干渉縞の位相を変化させ、その光強度情報から干渉縞の初期位相を求める方法である。したがって、この既知の位相変化の与え方を連続に与えるか離散的に与えるかによって、連続的サンプリング法と離散的サンプリング法に分けることができる。

連続的サンプリング法は参照信号に位相変調を連続的に与え、無限のサンプリングを連続的に行い位相検出するものである。この際、検出される干渉信号は図 1. 2 (a) に示すように一定の時間周波数で明暗変化する。求めたい位相はこの位相変調された光強度信号の位相差となる。したがって、この位相を検出するためには光強度を光電検出して電気的に位相計やロックインアンプなどで簡単に検出することができる。本論文において幾何学的な干渉信号（具体





(b) 時間的位相検出法  
 - 離散的サンプリング法  
 - 位相シフト方式



(c) 空間的位相検出法  
 - フーリエ変換方式  
 空間位相検出方式  
 ワンステップ位相シフト方式

図 1. 2 各種位相検出法の原理<sup>5)</sup>

的にはモアレ縞)をこの連続的サンプリング方式で検出することを位相走査方式と名付ける。さらに、わずかに周波数の異なったコヒーレントな2光波を干渉させることによって低い周波数をもったビート信号を発生させ、これを光電検出をする手法を光ヘテロダイン方式<sup>10-12)</sup>と呼び、両者を区別することにした。

位相走査方式や光ヘテロダイン方式は一点の位相情報を高精度に分割することが可能である。しかしながら、この手法ではある一点の光強度を光電変換し電氣的に検出を行わなければならない。2次元分布の測定の場合のように多点測定を行う必要がある場合には、なんらかの形で光学系またはサンプルを電氣的または機械的に走査しなければならない。

離散的サンプリング法は図1. 2 (b)に示すように順次干渉縞をステップ的に変化させたときの光強度をサンプリングすることによって初期位相を得るものである。干渉縞は正弦的に変化することから1周期を分割してサンプリングを行い位相を求めていく方式が位相シフト方式である<sup>6, 7)</sup>。一般に干渉縞は求めたい(初期)位相成分、コントラスト成分およびバイアス成分の3つの未知量を持つ。したがって、最低3通りのあらかじめわかっている位相を与えることによって得られる光強度からこれらの未知量を求めることができる。このときのサンプリングの方法によって解析する演算方法が異なるが、代表的なものにサンプリング回数が3である3ステップ法<sup>8)</sup>、サンプリング数が4の4ステップ法およびCarréのアルゴリズム、位相シフト誤差が低減できるサンプル数5のHariharanのアルゴリズム<sup>9)</sup>がある。位相シフト方式はサンプリング数が少ないために精度は連続的サンプリング法に比べて劣るが、離散的なサンプリングのため光強度の空間分布を一度に画像センサなどで検出することが可能であり、2次元位相分布を検出できる利点がある。

本論文では連続的サンプリング法においては位相走査方式と光ヘテロダイン方式について、さらに離散的サンプリング法においては2次元検出を行う場合、4ステップの位相シフト方式が画像の処理時間およびコンピュータのメモリなどの問題に対し優れているのでこの方式について、これらの特性の改善を行うとともに精密計測の新しい方向性を示していく。

### (b) 空間的位相検出法

空間的位相検出方式について図1, 2 (c) に示す。これは参照光の位相になんらかのかたちでフィルトを与えることによって干渉縞の位相に空間キャリア周波数を乗せ、この変形の様子をキャリアの方向に一断面ごとに解析することで初期位相を求めていく方法である。この解析法によってフーリエ変換法、空間位相検出法およびワンステップ位相シフト法の三通りに分けることができる。

フーリエ変換法は空間キャリアの方向に干渉信号をフーリエ変換することによってスペクトルを計算し、必要なスペクトルのみ取り出し位相を検出する方法である<sup>14, 15)</sup>。

空間位相検出法はあらかじめわかっているキャリア周波数を利用することによってフーリエ変換法のアルゴリズムを簡素化して位相検出する方法である<sup>16-18)</sup>。

ワンステップ位相シフト法はさらに簡略化したアルゴリズムとして、キャリア周波数を高くしていき空間的にマルチステップ位相シフト法のアルゴリズムを用いて位相検出する方法である<sup>19, 20)</sup>。

空間的位相検出法は時間的位相検出法に対して2次元情報を1画面のみの画像情報から解析できるため、ダイナミックな計測にも応用することが可能である。フーリエ変換法ではハード的な測定初期条件は厳しくないが、必要なスペクトルを取り出す際のウィンドウが決定しにくいという問題をはじめ、計算のためのアルゴリズムが複雑になるなど計算機への依存が大きいという問題を持っている。これに対し空間位相検出方式やワンステップ位相シフト方式はアルゴリズムを簡略化することができプラクティカルな応用に有効である。しかしながら、光学系などの初期設定条件が厳しくなりハード、特に画像センサへの要求が厳しく、わずかな誤差も測定結果に大きく影響することになる。さらに、アルゴリズムを簡略化するためにキャリア周波数1周期内ではその位相が一定と仮定するため横分解能も若干悪くなるという問題もある。

以上のような背景のもとで本論文ではワンステップ位相シフト方式を導入及びこの特性を改善することで新しい精密計測の方向性を試みる。

### 1. 3 研究対象

本研究は検出したい物理情報を図 1. 3 の分類に示すような物体の表面状態と内部状態に大別し、これらの精密計測を試みる。具体的な計測対象には、表面状態として主に三次元表面形状を、内部状態として主に複屈折およびこの応用としての磁場を取り上げて実際に測定を行なう。

#### 1) 表面状態の精密計測

精密加工技術の向上にともない物体の三次元形状を非接触で数値データとして得たいという要求がある。

現在まで、光の波長以下のナノメートルオーダーの形状計測に関してはレーザー干渉計<sup>1)</sup>や走査型トンネル顕微鏡 (STM)<sup>2)</sup>をはじめとする様々なプローブ型顕微鏡<sup>2)</sup>などが報告され実用化もなされている。特に、レーザー干渉計を利用した形状計測法としてフィゾー干渉計<sup>2)</sup>を利用した表面形状測定器は、既に製品化され実用の段階に至っている。これに対して数百マイクロン以上の領域における形状計測に関してはステレオ写真法、三角測量法、光切断法、モアレ法や格子パターン投影法などの幾何学的計測法が報告され、すでに実用化されている<sup>24, 25)</sup>。

しかしながら、このような計測システムにも以下に述べるような様々な問題

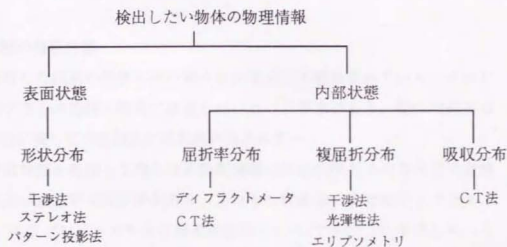


図 1. 3 計測対象の分類

がある。干渉測定システムでは測定サンプルが鏡面、つまり表面反射率が大きいものでなければならない。さらに、凹凸がはげしい測定物体に対しては干渉縞が密になりすぎたり、とんでしまって縞の認識ができないという問題がある。プローブ顕微鏡は測定レンジが非常に狭いため広範囲の計測を行うことは不可能であるか、できてもプローブの特殊な走査を施さなければならないという問題がある。そのようなことから、このようなナノメートルオーダーの計測システムは非常に高価であるという問題も持っている。一方、幾何学的計測法は高さ方向の分解能が空間的な位置の変化として検出されるため、光波干渉計に比べて分解能が必ずしもよくないという問題がある。さらに、これらすべての干渉計では3次元表面形状を得るためには多くの計測時間を要するという問題点も指摘されている。

以上のような状況にあって、本研究では従来の手法にあっては

- (a) 表面の反射率が低い物体の計測は困難
- (b) 表面の凹凸がはげしい物体の計測は困難
- (c) 分解能と測定範囲が相反する
- (d) 測定時間を要する
- (e) 高価である

という問題点を改善するため、これまでの位相検出技術を改良した上で新たな精密計測法の確立を試みている。

## 2) 内部状態の精密計測

光波を利用した技術の発展に伴い様々な光学素子が利用されている。それに呼応して光学素子の特性を確実に検査したいという要求があり、特に複屈折などの内部特性に関しての計測法には問題が残されている。

物体の内部状態を計測して得られる物理情報には屈折率やその方向性を考慮した複屈折及び透過率や吸収率がある。これらの計測法にすでにディフラクトメトリ<sup>26)</sup>、エリブソメトリを含む偏光測定法<sup>27)</sup>、CT法<sup>28, 29)</sup>をはじめいくつか報告されている。このうち複屈折は大きさばかりでなく方位の測定を必要としているので計測が非常に複雑である。そのため、この複屈折の2次元分布を一度で計測できるような有効な手法が求められている。

複屈折には求めるべき値には大きさと方位という2つがあるため、表面状態のようにえられた位相がそのまま最終的な値となる直接計測ができない。そのため計測対象の位相情報にさらに正弦性を与えて、位相検出を複数回行う間接測定へ拡張することによって複屈折の計測を可能とする新しい位相検出法を確立する。さらに、2次元分布計測を行うための新しい測定方式を提案する。

次に、また、複屈折計測の応用として磁場計測への拡張を行う。これによれば光を用いることによって電気的ノイズを受けにくかつ測定対象に影響を与えにくい磁場計測が可能になる。磁場は方位と大きさをもつため、これらを同時に決定することが求められているため、本研究においては磁場の新しい計測法の確立を試みる。

#### 1.4 論文の構成

本論文では位相検出法による精密計測およびその応用という点から、求めたい物理情報を含む干涉縞をそれに適した位相検出法によって位相としてとらえたいうで最終的な値を計測する。計測対象とする物理情報として物体の表面状態と内部状態をとりあげることにし、具体的には表面状態に関しては3次元形状計測を対象として従来の位相検出法の問題点を改善した上で新しい計測の方向性を示す。また、内部状態については従来、点計測としてしか行われなかった複屈折計測法に対して、ここでは新しい測定方式を確立することによって2次元分布の計測を可能としたうで、さらにこれを応用した磁場計測について述べる。

本論文は図1.4に示すような流れをもつ構成にしている。

第1章においては本研究の背景および目的について述べた上で、本研究の中心となる位相検出法について論ずる。この際、位相検出法をキャリアの違いから時間的位相検出法、空間的位相検出法および位相検出法を複数回行う間接測定への拡張という3つに分類した上で、そのおのおのをさらに時間的位相検出法としては位相走査方式、光ヘテロダイン方式および位相シフト方式に、空間的位相検出法としてはワンステップ位相シフト方式に細分し述べる。これらの計測における従来の問題点を明らかにした上で、本研究の意義を明確にした。

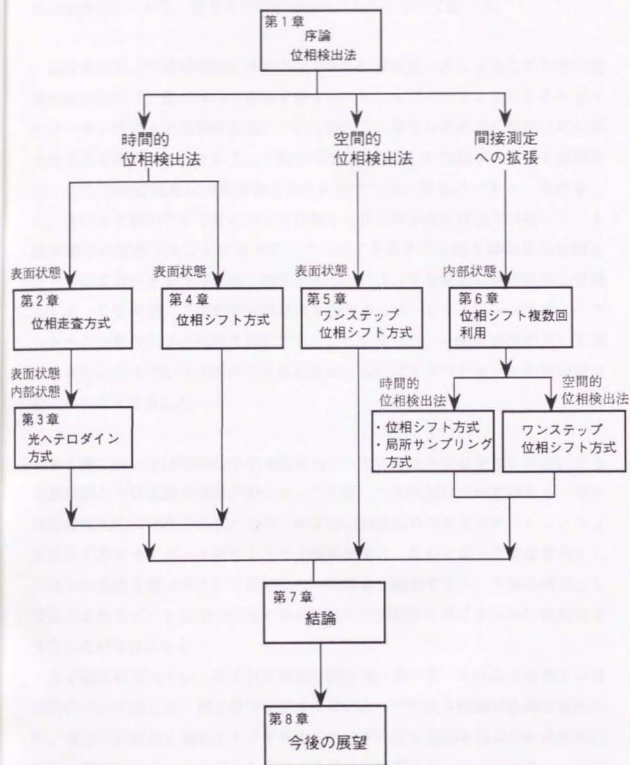


図 1. 4 論文の構成

以下、第2章から第4章までが時間的位相検出法について、第5章で空間的位相検出法について、第6章で間接測定への拡張について論じる。

第2章においては時間的位相検出法である位相走査方式による表面状態の精密計測について、幾何学的干渉法であるモアレ・トポグラフィ法によるサブミクロンオーダーの3次元形状計測について論じる。モアレ稿の位相検出法に位相走査方式を改善することによって高分解能をもつ新しい計測システムを構築する。ここでの位相走査方式はあらかじめ測定したい物体にパターンを投影して、その像を検出することによって作製した変形格子像を等速で移動している基準格子に投影することによって、ここにできるモアレ稿を時間的に変調させ、この変調信号を光電変換し検出することによって電気的に位相検出を可能とする。ここで用いる変形格子像は格子投影法とフーリエイメージ法の2つのパターン投影法による作製を提案する。これによって、一般に感度が悪いと考えられていたモアレトポグラフィ法にあってもサブミクロンオーダーの計測が可能であることを示した。

第3章においては時間的位相検出法の一つである光ヘテロダイン方式による表面状態と内部状態の精密計測についての新しい方向性について論じる。光波は直接電気的に検出できないので、わずかに周波数の異なるコヒーレントな2光波を干渉させてビート信号として光電検出する。このとき一方を基準光として他方の光波を測定光として測定したい物理量を検出すると、干渉の結果として検出されるビート信号の位相がそれに応じて変化するので電気的に位相検出することが可能になる。

まず表面状態については3次元形状計測を光ヘテロダイン法による新しい計測法について論じる。第2章でサブミクロンオーダーの高さ情報の計測を試みたが、さらに分解能を高めてナノメートルオーダーの高さ情報を得るための計測法について差動型光ヘテロダイン法による手法を提案する。光ヘテロダイン方式のために2周波光が必要とされるが、このため音響光学素子を高周波と低周波の2周波成分をミキシングしてAM変調駆動することによってわずかに異なる2周波光を発生させる。この際、2つの駆動周波数を同時に制御することによ



り2つのビームを独立して任意に走査させることができる。さらに、試料テーブルを回転させることによって3次元形状計測を可能とした。

次に内部状態について磁性流体の磁気複屈折の検出について論じる。これによって磁場計測の新しい測定方法の確立を試みる。磁性流体は磁場が印加されるとその磁場の強さに応じた複屈折をもち、磁場方位と複屈折の主軸方位は一致しているので、複屈折を計測するとによって磁場の強度と方位を検出することを可能にした。さらに、これらを利用して外乱除去機能をもったファイバ磁場センサを提案し、この有用性を示した。

第4章においては表面状態の精密計測として時間的位相検出法による粗面物体の3次元形状計測について論じる。従来のフィゾー型などの光波干渉計は凹凸の激しい物体を測定すると干渉縞が重なり合ってしまったたり、また紙やセラミックスのような低反射率の物体においては干渉縞が検出できないためこのような物体の3次元形状計測が困難であるという問題をもっていた。この問題を解決するために、ここでは斜入射干渉計の一つであるアブラムソン干渉計と2次元位相分布計測を行なうために位相シフト方式による新しい計測方式を確立を試みた。この場合の位相シフトは基準面と測定物体の間の屈折率を変化させることによって可能とした。これによって、従来困難であったサブミクロンから数十ミクロンの粗面物体の3次元形状計測が可能であることを示した。

第5章においては表面状態の精密計測について空間的位相検出による3次元形状計測について論じる。前章までの時間的位相検出法がキャリアを時間的に与えるため、その間に測定サンプルは静止していなければならず検出時間を要するという問題をもっていた。この問題を解決するために、ここでは格子パターン投影法において空間的に位相シフトを行なうワンステップ位相シフト方式によって2次元位相分布を1画面のみで検出することを試み、等位相面を検出した上で3次元形状を求める新しい計測法の確立を行った。これによって計測時間が画像取込み時間のみである高速な形状計測が可能であることを示した。

第6章においては内部状態の精密計測について2次元複屈折分布の新しい計測法の確立を試みた。これは前章までの精密計測においては検出された位相がそのまま最終的な物理量となっている直接計測であったが、複屈折のように大きさと主軸方位という2つの物理量を求める場合、検出した位相量からさらに他の値を算出する必要がある。そのため検出される位相情報に正弦性を与えて複数回位相検出を行うことによって間接計測を可能とした。この場合の位相検出法は2次元で検出を行うことと計測時間と情報量の関係から時間的位相検出方式である4ステップの位相シフト方式を用いた。これによって全部で16画面の画像データより2次元複屈折分布計測を可能とした。実際にこの応用としてレーザロットおよび液浸法による光学部品の複屈折分布計測を試みる。さらに、第3章で試みた磁性流体による磁場計測を本手法を用いて2次元に拡張し、2次元磁場計測を可能であることを示した。

さらに、より微小な複屈折計測を可能とするため、新たに位相検出法として局所サンプリング法を提案した。これは測定領域を限定した局所的な部分について光強度を増やし最小自乗フィッティングすることにより、量子化誤差の影響を低減した上で高分解の位相検出を可能とした。

複屈折分布計測の測定時間の短縮を可能とするために、空間的位相検出法であるワンステップ位相シフト方式による位相検出法の導入を試みた。これによって位相検出時における画像データを2画面まで減らすことが可能になり、計測時間の高速な2次元複屈折分布の測定が可能であることを示した。

第7章においてはそれぞれの位相検出方式による精密計測について結論づけた上で第2章から第6章まで得られた結果を総括し、本研究が位相検出方式による精密計測における従来法の改善及び新しい計測法の確立に寄与したことを述べる。

最後に第8章において本研究の成果を踏まえた上で、精密計測の今後の展望について述べる。

## 第2章 位相走査方式による位相検出法

### 2.1 はじめに

測定したい位相情報をもった高い空間周波数の変形格子像に対して、もとの基準格子を重ね合わせると幾何学的干渉が起こりモアレ縞が発生する。この基準格子を連続的に移動せることによってモアレ縞を変調させ、この光強度変化信号を固定された基準点と測定点の2点における位相差として電気的に検出し位相計によって電気的に位相情報を検出するのが位相走査方式である。

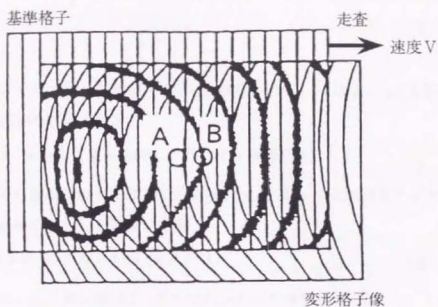
Indebetow<sup>30)</sup>は格子投影型モアレトポグラフィ法で物体に一定速度で移動する投影する格子を測定物体に投影することによって、Perrin<sup>31)</sup>は変形格子像に移動する干渉縞を投影することによって、吉澤、田代<sup>32, 33)</sup>らは一定速度で移動する格子に変形格子像を投影することによって位相変調を与えた。これは一種のヘテロダイン検出法とも考えることができる。

本章ではこの位相走査方式によって表面状態の精密計測として三次元形状計測を試みる。すでにこの手法に関しては2.3で述べるようにいくつかの研究がなされているが、本研究においてはこれらの問題点を明らかにした上で、従来法の特性の改善を試み新しい計測法の確立を行っていく。

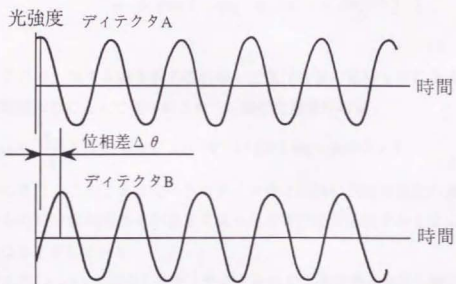
### 2.2 位相走査方式による位相検出

最初に本研究の位相走査方式について述べる。図2.1(a)に示すようにモアレ計測法におけるいわゆる変形格子像に基準格子を重ねてモアレ縞を発生させる。位相変調を行うために基準格子を一定速度で移動させる。このときディテクタA、Bを重ね合わせた格子の直後におくと、図2.1(b)に示すようにモアレ縞の明暗の電気信号が得られ、基準位置Aに対する測定点Bの位置での位相差 $\Delta\theta$ を位相計によって電気的に測定できる。

基準格子と変形格子の重ね合わせにより、その直後に得られるモアレ縞の位置 $x$ 、時刻 $t$ における光強度 $I_m(x, t)$ を求める。基準格子の透過率 $T_R(x, t)$ は $\phi_R$ を $x=0$ 、 $t=0$ における初期位相、 $v$ を格子移動速度および $p$ を格子ピッチとすると



(a) 基準格子と変形格子像の重ね合わせによって発生するモアレ縞



(b) 位相走査方式によって検出されるモアレ縞の光強度変化

図 2. 1 位相走査方式原理図

$$T_R(x, t) = \frac{1}{2} [ 1 + \cos(2\pi \cdot x/p + 2\pi \cdot v \cdot t/p + \phi_R) ] \quad (2.1)$$

となる。

物体によって変形した変形格子像の透過率分布 $T_D(x)$ は $\phi_D(x)$ を物体形状に呼応した格子の位相とすると

$$T_D(x) = \frac{1}{2} [ 1 + \cos(2\pi \cdot x/p + \phi_D(x)) ] \quad (2.2)$$

2つの格子の重ね合わせによって光強度 $I(x, t)$ は $I_0$ を入射強度とすると下記のように透過率の積として計算できる。

$$I(x, t) = T_R(x, t) \cdot T_D(x) \cdot I_0 \quad (2.3)$$

これを式(2.1)および(2.2)を代入して計算すると

$$\begin{aligned} I(x, t) = \frac{I_0}{4} \cdot [ & 1 + \cos(2\pi \cdot x/p + \phi_R + \frac{2\pi v t}{p}) \\ & + \cos(2\pi \cdot x/p + \phi_D(x)) \\ & + \frac{1}{2} \cos(\frac{\pi \cdot x}{p} + (\phi_R + \phi_D(x)) + \frac{2\pi v t}{p}) \\ & + \frac{1}{2} \cos((\phi_R - \phi_D(x)) + \frac{2\pi v t}{p}) ] \end{aligned} \quad (2.4)$$

となる。ここで、モアレ縞を表す項は最も空間周波数の低いものになるので、実際に光電検出器によって得られるモアレ縞の光強度分布は

$$I_M = \frac{I_0}{8} [ 1 + \cos(2\pi \cdot v \cdot t/p + (\phi_R - \phi_D(x))) ] \quad (2.5)$$

となる。つまり、このことは光ヘテロダイン法と同様に空間周波数の高いものから低いものに位相情報はそのまま保ったまま空間周波数をおとすことが可能であることを示している。

ここでA点( $x=a$ )で固定したディテクタからの参照信号と走査し測定するところが可能なB点( $x=b$ )でディテクタからの測定信号の位相差 $\Delta\theta$ は

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= (\phi_R - \phi_D(b)) - (\phi_R - \phi_D(a)) \\ &= \phi_D(b) - \phi_D(a) \end{aligned} \quad (2.6)$$

となる。これはA点、B点において基準格子を移動させない場合のモアレ縞の

位相差に等しい。したがって、基準格子の移動にともなう時間的光強度変化に対する2点間位相差を電氣的に位相計によって計測することで、モアレ縞の位相差を光強度レベルに関係なく得ることができる。

## 2. 3 位相走査方式による三次元形状計測

### 2. 3. 1 モアレ・トポグラフィ法による形状計測

モアレトポグラフィ法<sup>34, 35)</sup>とよばれるモアレ縞による等高線形成方式は、非接触三次元測定の手法の一つとして工業計測や生体計測など様々な分野で使われている。この利点としてステレオ写真やホログラフィ干渉法にくらべて手法の明解さと装置の簡易さがあげられる。しかしながら、サブミクロン計測が要求される現在、従来のモアレ法では、その感度がおもに使用する格子のピッチによって決まるため、一般には測定感度がや、低いとみなされていた。現在までに、吉澤、田代<sup>32, 33)</sup>らによってモアレ縞に位相走査方式を導入することによって等高線モアレ縞の縞と縞の間の情報を読み取り高感度な形状計測の可能性を示している。しかしながら、この方式は第1章で述べたようなミクロンオーダーの形状計測の要求には十分でないという問題があった。

本研究ではこれを発展させ位相走査方式によるモアレトポグラフィ法を用いたミクロンオーダーからサブミクロンオーダーの計測法の確立を試みる。

今回、感度を上げるため、格子のピッチを従来のプロジェクトによって行っていたものより密にすることを試み、変形格子像の作成にフーリエイメージ法を新たに導入して1mmあたり10本程度の縞をおとしたうえで、モアレ縞の縞間隔の物理的分割を行った。同時に、従来法<sup>32)</sup>に電気回路の改良、光ファイバの使用および縞投影用電球の直流化によりノイズの消去をはかったうえで、さらにコンピュータの利用により自動計測化をはかり、サブミクロン程度の感度をもつ測定システムを開発した。

### 2. 3. 2 三次元形状の算出

モアレトポグラフィ法による形状の算出は変形格子像の形成の方法により格子投影法<sup>32)</sup>とフーリエイメージ法<sup>36)</sup>の2種類を用いた。この際、2. 1で述べた位相走査方式による位相検出法において得られた位相 $\Delta\theta$ とモアレトポグラ

ファイ法における後述する高さを表すパラメータ犇次数  $N$  の関係は、観測点  $A$ 、 $B$  のうち一方を基準面の位置とすると

$$N = \Delta \theta / 2 \pi \quad (2.7)$$

となる。

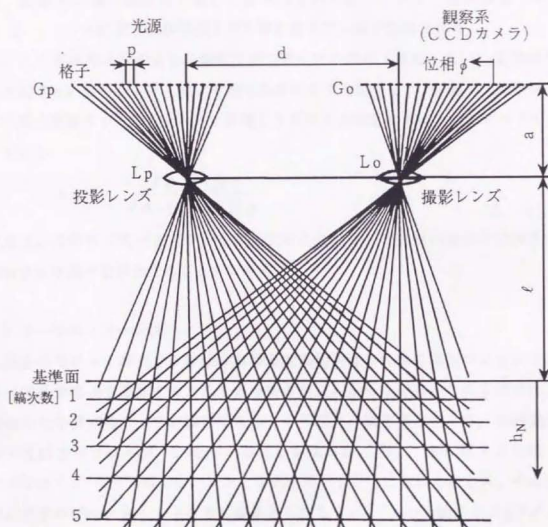


図 2. 2 格子投影法原理図

### 1) 格子投影法

格子投影法の光学系を図2. 2に示す。格子を投影側レンズによって物体上に投影し、物体形状によって変形した変形格子像を形成する。これをカメラによって取込み、トランスベアレンシイとして2. 1で示した位相走査方式によって位相解析を行う。

得られた位相と高さ座標との関係は、ここでモアレトポグラフィとして算出できる。この変形格子像を結像レンズによって観測系（撮影系）格子上に結像させ、変形格子像と基準格子像との重さね合わせることににより基準面より $N=1, 2, \dots$ の位置に物体形状を示す等高線モアレ縞が形成される。

ここで実体格子型のように幾何学的に第 $N$ 次の縞の（実在しない）基準面からの高さ $h_N$ は、レンズ主点より物体基準面までの距離を $\ell$ 、投影及び結像レンズの焦点距離を $f$ 、投影レンズと結像レンズの主点間距離を $d$ 、格子ピッチを $p$ とすると

$$h_N = \frac{\ell(\ell-f)Np}{fd-(\ell-f)Np} \quad (2.8)$$

となる。この $N$ に式(2.7)を代入することによって位相走査方式で求めた $\Delta\theta$ より高さを算出することができる。

### 2) フーリエイメージ法

以上のモアレトポグラフィ法における変形格子像の作成にはプロジェクトによって基準格子を投影する方法をとってきた。しかしながら、この手法では1mmあたり数本のピッチが限界である。より細かい縞を落とすため、本研究においてはフーリエイメージを用いることを試みた。図2.3に示すように、フーリエイメージ<sup>2)</sup>はコヒーレントな光を格子を平行に照明したとき、その後方に格子のピッチを $p$ 、 $\lambda$ を光の波長としたとき $p^2/\lambda$ から始まり $2p^2/\lambda$ の周期で得られる、元の格子と同じピッチの明暗の縞が発生することである。これによって、一般には1mmあたり40本程度までの縞を落とすことができるが、今回は10本程度の縞を使用している。

フーリエイメージを用いた場合の高さの算出式は一般に図2.3に示すように仮想格子が入っていると考え、モアレ縞の基準面からの高さは、 $\beta$ を光



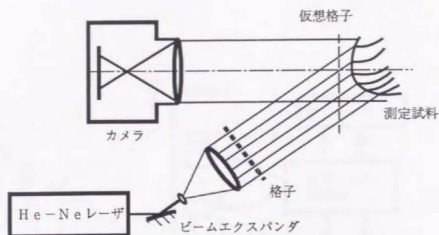


図 2. 3 フーリエイメージ法

源と観測点のなす角度とすると

$$h_N = N p / \tan \beta \quad (2.9)$$

と表わされる。これに式(2.7)を代入することによって、位相走査方式から求めた $\Delta\theta$ よりN次の高さ $h_N$ が式(2.9)より求められる。

### 2. 3. 3 形状測定装置

位相走査方式の解析のための光学系を図2.4に示す<sup>34)</sup>。実際の装置の写真を図2.5に示す。本手法は測定系と解析系に分けて三次元形状測定を行う。測定系ではあらかじめ測定したい物体に格子パターンまたはフーリエイメージおとし、これを変形格子像として撮影し、トランスベアレンシとして準備しておく。

解析系では得られた変形格子像をトランスベアレンシとしてプロジェクタで基準格子に重ね合わせモアレ縞を形成させる。実際のフーリエイメージによる変形格子の作成は、図2.3において、モアレ縞の形成に関しては細線で示すような仮想格子があり、そこが基準面であると考えて測定を行っている。したがって、位相測定時には変形格子像を基準格子へ投影するが、このときの基準格子は図の仮想格子とピッチを合致させたものでなければならないことに注意

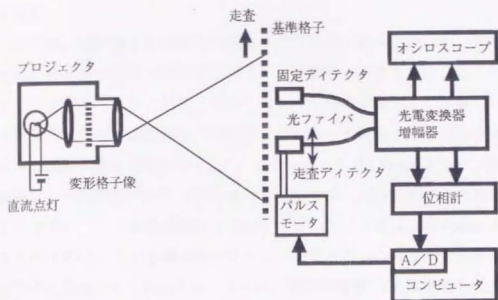


図 2. 4 位相走査方式光学系

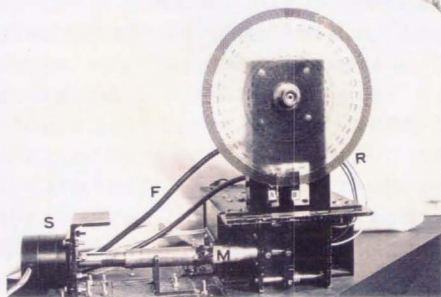


図 2. 5 実験装置外観

R : 基準格子, F : 光ファイバ, S : パルスモータ

する必要がある。ここで、 $h_{\theta}$  算出時のピッチはもとのピッチを  $p_0$  とすると、

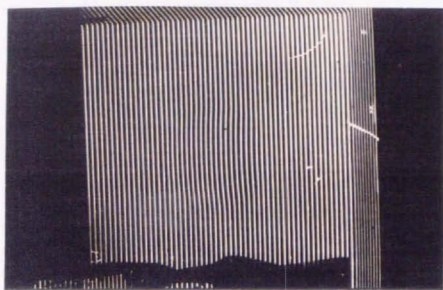
$$p = p_0 / \cos \beta \quad (2.10)$$

となる。

この際、基準格子を等速で移動させモアレ縞に変調をかける。基準格子は理想的にはエンドレスの帯状格子のような直線格子が望ましい。しかしながら、フラッターリングなどの問題で安定したビート信号を得ることが難しい。そこで本研究では円盤の周囲に格子を描き、これモータに取り付け回転させることによって連続移動する格子とした。ここでのピッチは1.53mmである。円盤格子の場合ピッチは測定のディテクタを中心から外側へ走査していくと変化する。しかしながら、この走査距離は±25mm に対してピッチは±0.013mm 変化することとなるので、この影響は無視することができる。この信号を基準格子の後方でこの光強度として検出する。さらに、従来の装置<sup>34)</sup>とは異なり受光部に光ファイバを使用することによってノイズ低減を試みた。

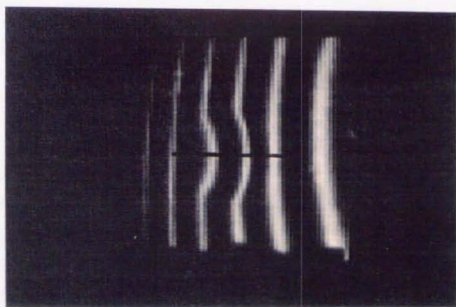
2つの受光部のうち一方を基準として固定し、もう一方を測定としてモアレ縞像の中を走査する。三次元形状を自動測定するためにコンピュータ制御のバルスモータで走査した。この場合の測定部の走査量は25mmである。ここで検出された変調信号は位相計によって電気的に位相を検出し、A/D変換器でデータを取り込みコンピュータによって三次元座標に変換される。

解析過程を石膏に形成されたくぼみの測定で解説する。図2.6(a)が変形格子像である。ここで基準格子と重ね合わせてモアレ縞を形成すると図2.6(b)のように中心のモアレ縞に変化が見られるが1フリンジ以下であるので全体のくぼみの様子はわからない。ここで、このモアレは解析をしやすいするためにわずかに傾けてある。これを本装置で位相検出すると図2.6(c)のような位相分布が得られる。高さ情報に変換すると図2.6(d)のようになる。



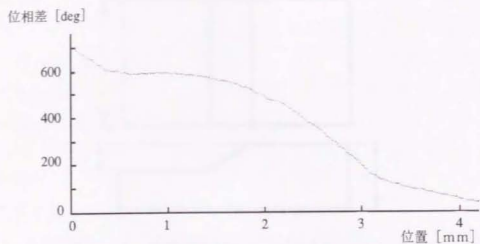
20 mm

(a) 変形格子像 (オリジナル画像)

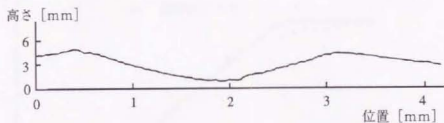


(b) 形成されるモアレ縞

図 2. 6 石膏に形成されたくぼみによる解析例



(c) 一断面における位相分布



(d) 一断面形状

図 2. 6 石膏に形成されたくぼみの解析例

#### 2. 3. 4 三次元形状の計測

この手法による精度検定とし図 2. 7 に示すような段差をもつ金属ゲージを作製し、計測を行った。本章以下の章における三次元形状計測法の検定にもこの形状をしたゲージを用いることとする。

検定は格子投影法において段差金属ゲージについて、フーリエイメージ法においては測定オーダが小さいためゲージの作製が困難なためテープレコーダヘッドの形状について実験を行うとともに触針法との比較によって検定を行った。

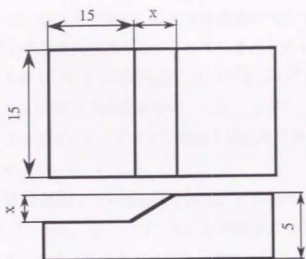


図 2. 7 段差検定ゲージ ( $x = 1.8 \text{ mm}$ )

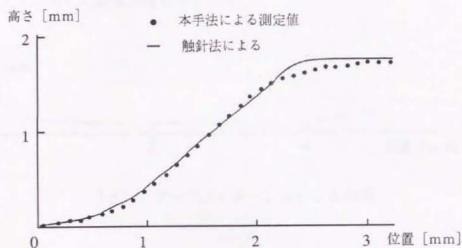


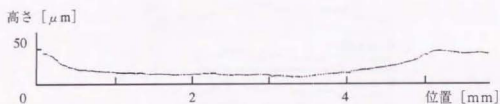
図 2. 8 格子投影法によるゲージ段差の計測結果

さらに、実際の測定例として紙幣のすかしと和文タイプによる印字に関して測定を試みた。

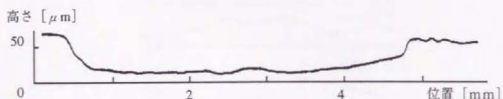
格子投影法における精度の検定結果を図 2. 8 に示す。これは金属でできた一定段差を持つゲージを作りその断面を測定したものである。実線は接触式表面形状測定器（株）ミットヨ製コントレーサで測定した結果、点線が本手法によるデータを示す。この場合の格子のピッチは $1.33 \text{ mm}$ 、モアレ縞の等高線間隔は約 $4.1 \text{ mm}$ であった。全体的にみて略々一致していると考えられるが、エ

ッジの部分でわずかに一致していない。これは受光部の大きさがエッジに比べて大きいため、その部分で高低差が積分されてしまうために本来の段差が丸みを持ってしまったと考えられる。この場合、1点ごとに $0.1^\circ$ まで測定を行っているので、原理的に3600分割する感度をもつ。しかしながら、実際の位相計測においては電気的ノイズなどによって $\pm 1^\circ$ 程度の安定度であったため180分割が可能となっている考えられる。

フーリエイメージ法で計測した検定結果を図2.9に示す。これはカセットレコーダの磁気ヘッドである。図2.9(a)に本手法による結果、(b)に触針法での結果を示す。このときのモアレ縞の一周間は $58\mu\text{m}$ であり、ヘッドの高さは $45\mu\text{m}$ と計測されたのでサブフリンジの計測が可能になっている。フーリエイメージ法においても格子投影法と同様に位相走査方式で位相検出を行うことにより、よく一致した結果が得られている。



(a) フーリエイメージ法による結果



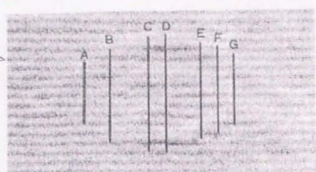
(b) 触針法による結果

図2.9 フーリエイメージ法によるカセットレコーダ磁気ヘッド断面の検定結果

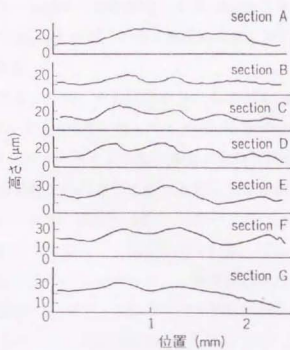
具体的測定例として図2.10(a)に示す紙幣中央にあるすかしの人物の左目についての計測結果を示す。図2.10(b)がフーリエイメージによっ



(a) 千円札のすかし部分



(b) フーリエイメージによる変形格子像



(c) 断面計測結果

図 2. 10 千円紙すかしの測定結果

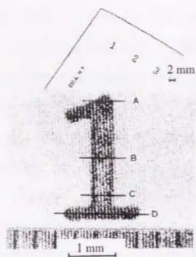


て作成したすかしの凹凸形状によってできた変形格子像の写真である。この各断面の測定結果を図 2. 10 (c) に示す。この例ではピッチは 0.154mm で、このときモアレ縞 1 縞の間隔 (等高線間隔) はおよそ  $50\mu\text{m}$  である。この場合、最大の高さは  $18.2\mu\text{m}$  であるため、一般のモアレ縞法では縞と縞の間に埋もれてしまって形状の測定は不可能となってしまうが、今回の手法によればこのような測定が可能となっている。

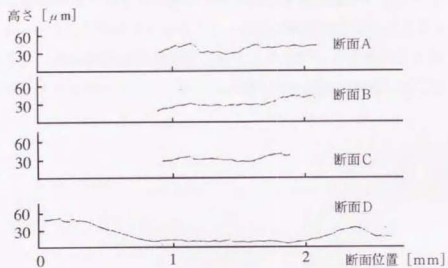
次に、和文タイプによって印字「1」を紙片に打刻した圧痕の測定を行った。フーリエイメージ法によって得た変形格子像を図 2. 11 (a) に示す。ここでの A から D に示した代表的な断面の測定結果を図 2. 11 (b) に示す。その結果を三次元表示したものを図 2. 11 (c) に示す。これによって、印字圧によって中央部がくぼみ、その影響で周辺部が盛り上がっている様子がわかる。この変形格子像の基準ピッチは 0.098mm であるため、このとき従来のモアレ法でいうモアレ縞の 1 縞間隔はおおよそ  $68\mu\text{m}$  となる。ここで測定した結果、最大高さは  $31.0\mu\text{m}$  となり、やはり本手法の導入によってとらえることが可能となった値である。

こうした例にみられるように、1 縞間隔が  $50\mu\text{m}$  のとき 3600 分割できるとすると  $0.01\mu\text{m}$  の感度をもち 180 分割と考えても  $0.28\mu\text{m}$  まで分割できることになるので、本法にあつてはサブミクロンの測定感度が実現されている。

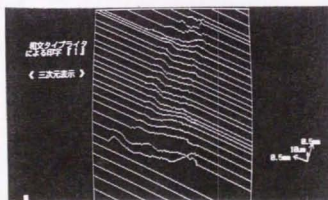
本手法において横分解能を高めようとするとき最も大きな誤差は吉澤、田代らによって報告されているように周期的誤差<sup>3)</sup>である。式 (2. 4) から空間周波数の最も低いものがモアレ縞として観察されている。本手法の光強度の検出は光ファイバを走査している。したがって、この横分解能は光ファイバの受光径に依存する。この場合、受光される領域内での変化は積分されて一定になってしまうと考えられるので、受光部が大きければこの部分でローパスフィルタを通すことになり周期的なノイズは検出されない。三次元形状の横分解能を向上するためには実際問題として検出部分を小さくする必要があり、元の格子成分の変調分も含まれることになる。今回の測定対象においてはほとんど問題ならなかった。今後サンプルが変わっても、基準格子のピッチと受光径を定めることにより除去可能である。



(a) フーリエイメージによる変形格子像



(b) 断面形状



(c) 三次元表示

図 2. 9 和文タイプ文字「1」の形状測定結果

## 2. 4 まとめ

本章において位相走査方式の応用したシステムによって、縞と縞との間にある情報を光電的に処理することによってとらえ、1縞の間を180分割することが可能となった。さらに変形格子像の作製も白色光を使う格子投影法より細かなピッチの格子を投影するためにレーザを用いたフーリエイメージ法について述べた。モアレ法は一般に感度が悪いものと考えられてきたが、格子投影法ではミリメートル程度の計測において有効であり、フーリエイメージ法ではサブミクロンの感度まで、つまりは一般の干渉計やホログラフィックな手法に匹敵するオーダまで感度を高めることが可能であることを示した。さらに検出部の光ファイバを2次元的に走査することによって3次元計測が可能になった。本手法は動的物体であること静止物体を問わず変形格子のデータとしてトランスベアレンシとして解析すればよく広い範囲で利用できると思われる。

以上のように、本研究では位相走査方式によるモアレトポグラフィ法を用いたミクロンオーダからサブミクロンオーダの新しい計測法が可能になった

### 第3章 光ヘテロダイン方式による位相検出法

#### 3. 1 はじめに

光波は現在まで技術では光電的に検出することはできない。光の位相を検出するには光の周波数のわずかに異なる2つの周波数を持つコヒーレント光を干渉させ、光の周波数よりはるかに低い周波数のビート信号を持つ干渉光を電気的に検出する光ヘテロダイン法により可能となる。光ヘテロダイン方式は前章の位相走査方式と同様に求めたい位相信号を光強度の電気信号に変換し位相計に検出するものである。

本章では光ヘテロダイン方式によって表面状態の精密計測として三次元形状計測と内部状態の精密計測として複屈折を利用した光ファイバ磁場センサ開発を試みる。すでにこれらの手法に関しては3. 3および3. 4で述べるようにいくつかの研究がなされているが、本研究においてはこれらの問題点を明らかにした上で、特性の改善を行い新しい計測法の確立を行っていく。

#### 3. 2 光ヘテロダイン方式による位相検出

ここでまず光ヘテロダイン方式について述べる。周波数のわずかに異なる2光波を $E_x$ 、 $E_y$ とし、これらが干渉する場合を考える。各々の2周波数を $f_x$ 、 $f_y$ 、振幅を $a_x$ 、 $a_y$ 、位相を $\phi_x$ 、 $\phi_y$ とすると2光波 $E_x$ 、 $E_y$ は複素数 $i$ を用いて下記のように表せる。

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \text{Re} [ a_x \cdot \exp ( i \cdot ( 2 \pi f_x \cdot t + \phi_x ) ) ] \\ E_y &= \text{Re} [ a_y \cdot \exp ( i \cdot ( 2 \pi f_y \cdot t + \phi_y ) ) ] \end{aligned} \right\} \quad (3. 1)$$

干渉して実際に検出される光強度は、振幅合成の自乗になるので

$$I = | E_x + E_y |^2 \quad (3. 2)$$

となる。したがって、検出される光強度は

$$I = \alpha + \beta \cdot \cos [ 2 \pi ( f_y - f_x ) \cdot t + ( \phi_y - \phi_x ) ] \quad (3. 3)$$

ここで、

$$\alpha = a_x^2 + a_y^2, \quad \beta = 2 a_x \cdot a_y$$

となる。したがって、得られる干渉縞の光強度は $f_y - f_x$ の周波数を持つビー

ト信号になる。このとき、一方の位相 $\phi_x$ を基準光として固定し、もう一方の位相 $\phi_y$ を測定光とすると式(3.3)のビート信号の位相 $\phi_y - \phi_x$ は測定光の位相情報として検出することができる。

### 3.3 光ヘテロダイン方式による三次元形状計測

#### 3.3.1 差動型光ヘテロダイン法による形状計測

精密加工技術の発達とともにナノメートルオーダの三次元形状計測法が求められている。第2章で述べた位相走査方式によるモアレトポグラフィ法は従来法に比べて高感度な計測を可能としたが、ナノメートルオーダの計測には十分でないという問題や計測対象が粗面に限られており、鏡面の計測は難しい問題があった。これに対し、光ヘテロダイン法はコヒーレント光の干渉縞を電氣的に位相分割可能なため、このナノメートルオーダの高さ方向の計測要求にたいして有効な手法である<sup>57)</sup>。現在までMassieやCraneらによって報告されているマイケルソン型<sup>12, 13)</sup>による光ヘテロダイン干渉法がある。これは一点ごとに計測をおこなうために、3次元形状を得るには試料を $x$  $y$ ステージによって移動させたり、ガルバノミラーを用いてビームを走査するという工夫がされていた。しかしながら、測定光と参照光の分離距離が長いと、外乱の影響を受けやすい問題や、機械的な移動を伴っているために、高価なステージを必要としたり、高さ方向である $z$ 軸に対して $x$  $y$ 軸方向の分解能が十分でないという問題を持っていた。これに対してSommargrenによってノマルスキの差動型干渉計を回転テーブルを用いて光ヘテロダイン法に適用したものが報告され製品化された<sup>58)</sup>。しかしながら、この手法は円周上の一周面のみしか計測ができないという問題があった。さらに、音響光学素子を高周波と低周波の異なる2周波によって駆動させ、周波数のわずかに異なる2周波光を発生させる差動型形状計測法がBaronianや藤田によって報告されている<sup>59, 60)</sup>。これは高周波成分を変化させることによって、2ビーム光のスポット間隔を一定に保ちながら、この周波数の変化に呼応したビームの振り角を変化させることが可能であるので、これを用いてビームのスキャンを行い差動型の形状測定を行っている。しかしながらこの手法は差動型のため2ビーム間を一定に保ちながら、測定試料面内をスキャンするので、この2ビーム間隔内の情報を得ることは困難であっ

た。さらに2ビーム間で位相とびの問題も生じた。

本節において、光ヘテロダイン方式による表面状態の精密計測法として差動型光ヘテロダイン法でキャリア周波数と変調周波数をともに制御することによって、測定試料面内の分解能を向上させた新しい3次元形状計測法の確立を試みる。

### 3. 3. 2 差動型光ヘテロダイン法

差動型光ヘテロダイン法の原理について図3. 1を用いて述べる。この図に示すように1つの音響光学素子(AOM)を駆動周波数が $f_c$ である高周波と駆動周波数が $f_m$ である低周波の2周波成分をミキシングしてトランスデューサに印加し、その周波数に応じた超音波(粗密波)を媒体内に発生させる。このとき $f_c$ をキャリア周波数として $f_c$ 周波数でのパワーを最小、 $f_c \pm f_m$ のパワーを最大とする $f_c \pm f_m$ のサイドバンド周波数を発生させるAM変調駆動すると、2つの1次回折光を得ることができる。この $2f_m$ の周波数差をもつ2つの回折光を光ヘテロダイン用の光源として利用する。

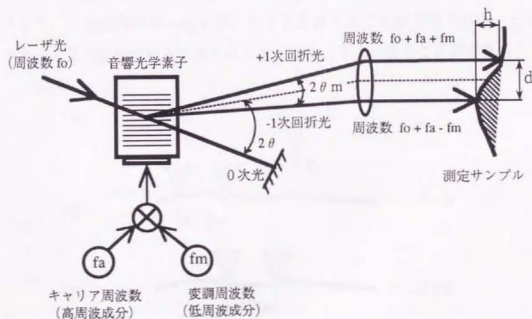


図3. 1 音響光学素子による2周波光の発生

この2周波光のなす角度 $\theta$ は入射光の波長を $\lambda$ 、結晶媒体中の音速を $V$ とすると次のように示される。

$$\theta_m = \lambda f_m / 2V \quad (3.4)$$

この一定の間隔をもつ2周波光を走査することによって、2光波間の高さの差分の位相情報を求め高さの算出をおこなう。2周波数  $f_1$  および  $f_2$  をもつ光波を  $E_1$ 、 $E_2$  とすると

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= a_1 \cdot \exp [i \cdot (2\pi f_1 t + \phi_1)] \\ E_2 &= a_2 \cdot \exp [i \cdot (2\pi f_2 t + \phi_2)] \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

ここで、 $a_1$ 、 $a_2$  および  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  は各々2光波の振幅および位相となる。測定サンプル上で反射して高さに応じた位相差を受け、再び重なり合って干渉したときの光強度  $I$  は次式のようになる。

$$I = a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cdot \cos (2\pi \Delta f \cdot t + \Delta \phi) \quad (3.6)$$

ここで、 $\Delta f = f_2 - f_1$ 、 $\Delta \phi = \phi_2 - \phi_1$  となり、位相差  $\Delta \phi$  と2光波の高さの差  $\Delta h$  の関係は次式のように表される。

$$\Delta h = \lambda / 2 \cdot \frac{\Delta \phi}{2\pi} \quad (3.7)$$

さらに、この2光波は音響光学素子に印加するキャリア周波数を変化させることによって、2光波間隔を一定に保ったまま走査することが可能である。つまり、0次光と2光波の間のなす角を  $\theta$  とすると次のように表すことができる。

$$\theta = \lambda f_a / 2V \quad (3.8)$$

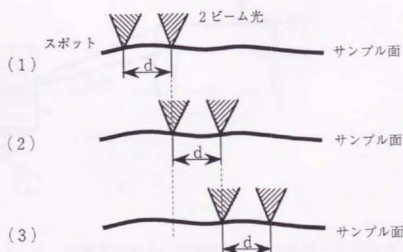


図3.2 従来の走査法

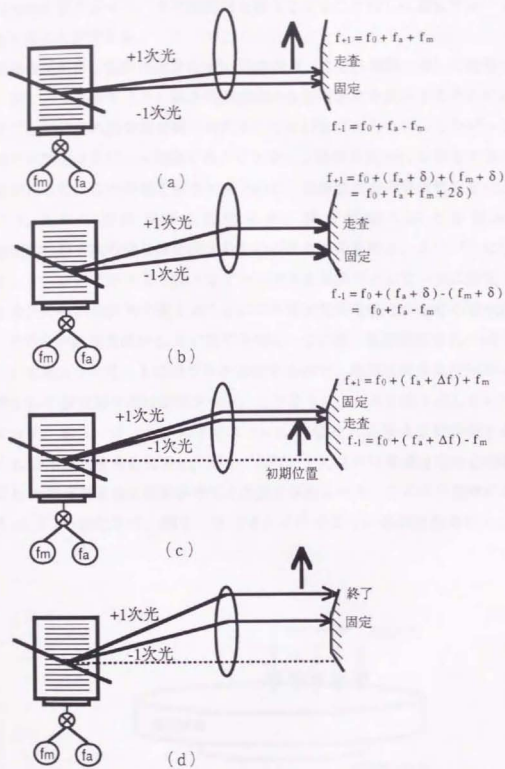


図 3. 3 音響光学素子の周波数制御によるビームの走査



したがって、形状計測を行なう場合、高周波成分  $f_m$  を変化させることによって回折方向を変化させて、2 光波間隔を変化させることなしに測定サンプル上を走査することができる。

従来の差動型は低周波成分  $f_m$  が一定の状態（2 光波間隔一定）で走査するため、図 3. 2 に示すように高さの差分値から断面形状を算出するためには各測定点ごとに前後の測定点が同一の点をとらなければならない。したがって、横方向の分解能は 2 ビーム間隔である  $d$  となり、低周波成分  $f_m$  に依存するという問題があった。この問題を解決するために、低周波成分の周波数を変化させることによって回折方向を変化させ、横分解能の向上を試みた。

測定試料面方向の横分解能向上のための光走査系を図 3. 3<sup>61, 62)</sup> に示す。図 3. 3 (a) に示すように、まず -1 次光を基準光として一点に固定する。+1 次光のみの回折角を変えることにより測定光を走査させながら形状計測する。そのため低周波成分  $f_m$  を  $\delta$  変化させる。この際、低周波成分  $f_m$  の変化によって +1 次光と -1 次光ともに回折角が変化するので、高周波成分  $f_m$  を同時に低周波成分  $f_m$  の変化分  $\delta$  だけ変化させる。このように、これを繰り返していくことによって、図 3. 3 (b) に示すように  $f_m$  の変化の限界点まで走査する。次に、 $f_m$  の周波数をもとに戻し、図 3. 3 (c) のように今度は先ほどの終了点まで  $f_m$  の周波数を  $\Delta f$  変化させて 2 光波を移動させる。この点を基準にまた順次  $f_m$  と  $f_m$  を変化させ、図 3. 3 (d) に示すように形状計測を行う。この

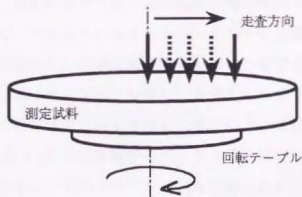


図 3. 4 三次元計測の原理

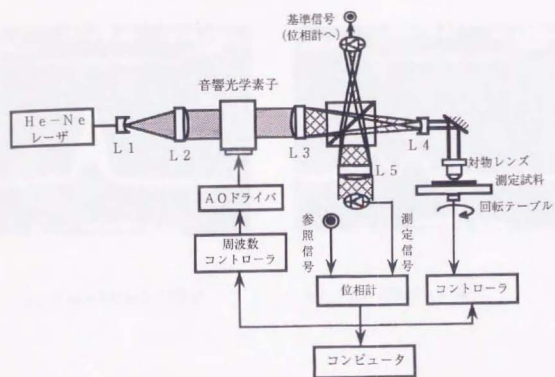
(a) から (d) の過程をくりかえすことによって、従来法に比べ2光波間の間の情報を計測することが可能となった。

3次元計測を行う場合には、以上の光学系に対してもう1軸走査し計測しなければならない。今回、最も安定に走査できることから図3.4に示すように回転テーブルを利用し、この上に測定試料を置くことによって計測を行った。回転中心に一方のビームを基準光として固定しておき、もう一方のビームを測定光として、まず固定してテーブルを回転させる。一周したら図3.3に示したような手法で、測定光を円周の外側に向かって走査し、テーブルを回転させる。これを繰り返すことによって三次元形状が測定できる。

### 3.3.3 三次元形状計測装置

実験装置を図3.5に示す<sup>(42)</sup>。この装置の写真を図3.6に示す。光源は632.8nmのHe-Neレーザを用いた。ここからの光は音響光学素子での回折効率を良くするためにシリンドリカルレンズによってシート状に広げられる。この光は音響光学素子に入射する。音響光学素子はIntraActon社製AOM-40で媒体にフロントガラス(音速3720 m/s)を用いている。前述のように外部より高周波 $f_1$ と低周波 $f_2$ を制御したAM変調駆動された音響光学素子によってわずかに異なる周波数差を持つ2光波を発生させる。再びシリンドリカルレンズを通ることによって円状のコリメート光に戻し、対物レンズによって測定試料面に集光する。試料回転テーブルはモータに取り付けられており、面内方向の走査のためにAOMへの駆動周波数 $f_1$ と $f_2$ の変化と合わせてコンピュータによって制御されている。測定物体で反射した測定光は同一経路を戻り、ビームスプリッターで反射してビート信号としてフォトディテクタで光電検出される。外乱や走査のための周波数変化の影響を取り除くために、音響光学素子で回折した後の光をビームスプリッターによって分割し、基準光としてフォトディテクタで光電検出する。この基準信号と測定信号を位相計によって位相検出する。この光学系に前述の $f_1$ と $f_2$ の周波数駆動をおこなうことによって回転テーブルの半径方向の面内を走査し、回転テーブルによる走査とあわせて3次元形状を得る。このときの2ビームの分離の様子をビームプロファイラによって測定した結果を図3.7に示す。(a)から(d)に各々100, 500, 900お

よび1200kHzでの2ビームの分離の様子で、このレンズ系においては900kHzで220 $\mu$ mのスキャンが可能になる。



L1~L5: レンズ

図3.5 差動型光ヘテロダイン法による三次元形状計測のための光学系

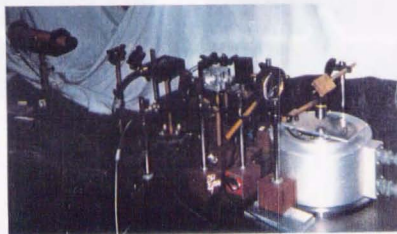
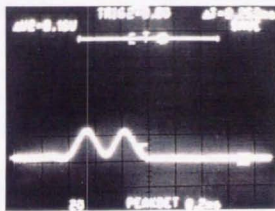


図3.6 装置の外観



a)  $f_m = 100 \text{ kHz}$  の場合



b)  $f_m = 500 \text{ kHz}$  の場合



c)  $f_m = 900 \text{ kHz}$  の場合



d)  $f_m = 1200 \text{ kHz}$  の場合

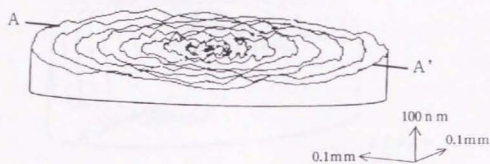
図 3. 7 駆動周波数の変化とビーム分離の様子

### 3. 3. 4 表面形状計測

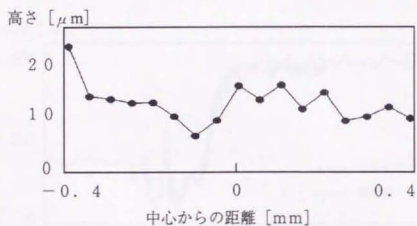
本測定装置の精度検定は第2章で行った検定ゲージはナノメートルオーダーの計測には適用することができないのでメーカーの公称面精度 $\lambda/20$ のミラーによって行った。

回転テーブルによって三次元形状の計測を行った結果を図3. 8 (a)に3次元ワイヤフレームモデルとして示す。このときのビームのスキャンは0. 8 mmの領域であった。さらに、この半径方向にA-A'断面で切断したときの断面形状を図3. 8 (b)に示す。この場合、測定値は $\lambda/20$ のメーカー公称精度以下になっており、この精度で計測が行われていることになり本手法が十分有効であるといえる。

実際の測定サンプルとしてハードディスクの磁気膜と基板の境界面の表面形状の計測を行った。この3次元計測の結果を図3. 9 (a)にワイヤフレームモデルとして示す。さらに図3. 9 (b)に一断面を示す。実線が本手法によるもので破線が触針法によって測定した結果で、良く一致した結果となっている。この場合、磁気膜の高さは $250 \mu\text{m}$ で、この測定範囲は7 mmとなった。

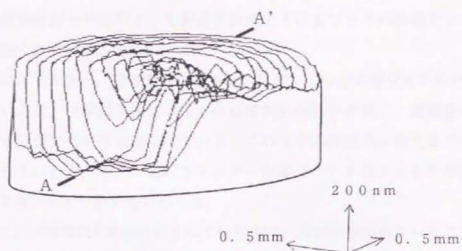


(a) 三次元計測結果

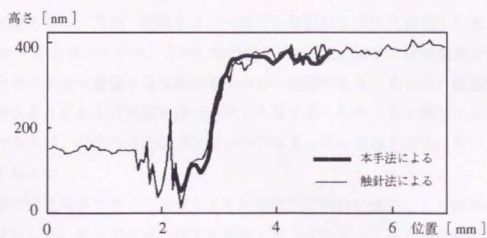


(b) A A' 断面計測結果

図3.8 ミラー表面形状測定結果



(a) 三次元計測結果



(b) AA' 断面計測結果

図 3. 9 ハードディスク磁性面三次元形状測定結果

### 3. 4 光ヘテロダイン方式による磁場センサ

#### 3. 4. 1 複屈折計測とファイバ磁場センサへの応用

内部状態の精密計測への適用として複屈折計測とその光ファイバ磁場センサの開発への応用にまず最初に述べる。

磁場計測法はホール素子、超伝導量子干渉素子などいくつかの磁気センサ<sup>38)</sup>が報告されているが、光学的手法によるものは電気的絶縁性が高く、電磁誘導ノイズの影響を受けないため注目を集めている。この光学的計測法は現在までいくつか報告されているが、センサ部にファラデー効果<sup>39, 40)</sup>を用いたものや磁気歪み<sup>41, 42)</sup>を用いたものが中心であった。

これに対して、1960年代にPapellによって発明され、当初宇宙服のシールドなどに用いられていた磁性流体<sup>43-45)</sup>が磁場中で複屈折性を示すことが1977年にY.Skibinら<sup>46)</sup>によって報告された。磁性流体は強磁性コロイド溶液であり、ここに磁場が印加されると磁気複屈折が起こる。その後、武富や吉澤らによって詳しい特性の研究がなされている<sup>47, 48)</sup>。この磁性流体をセンサとして用いた磁場計測として、当初、磁場によって生ずる複屈折を光強度変化としてとらえる試み<sup>49)</sup>がなされてきた。しかしながら、この手法においては光強度で測定を行うために十分な感度と再現性が得られない問題がある。さらに、磁場計測は磁場の大きさとともに方位を持つベクトル量であるため、この両方をとらえる必要があるが、従来の方法は方位についてはまったく考慮されていないという問題があった。

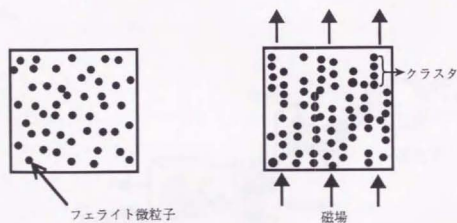
本節では光ヘテロダイン方式による内部状態の精密計測法として磁性流体をセンサとして、そこでの磁気複屈折測定することによって高分解能新しい磁場計測法の確立を試みる<sup>50-52)</sup>。ここで、偏波面保持ファイバを用いることによって、より実用的な光ファイバ磁場センサとする。この場合の磁場計測として必要とされる磁場方位の決定は、センサを回転させることによって可能とし、この理論的解析を試みる。

まず磁性流体の磁気複屈折の原理について説明し、次に磁場方位の決定を偏光解析によって理論的に解析をおこなった後、ファイバ磁場センサへ応用、最後に磁場計測の結果について報告する。



### 3. 4. 2 磁気複屈折

磁性流体は10~20nm程度マグネタイト( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ )などのフェライト微粒子をオレイン酸などの界面活性剤に包み込み、水、ケロシンやパラフィンなどの溶媒に安定に分散したものである。その色は黒褐色をしているが、薄膜状にすることによって光が透過するようになる。図3.10において磁性流体の磁場による複屈折発生について説明する。図3.10(a)は磁場を印加する前の状態でフェライト微粒子が溶媒中に安定に分散している。ここに図3.10(b)に示すように矢印の方向に磁場を印加するとフェライト微粒子が磁場印加方向に鎖状に配向しクラスタを形成する。この配向によって誘電率が鎖状クラスタの方向つまり磁場の方向とこれに直交する方向で異なることになる。このため磁場方向とこれに直交する方向で屈折率が異なり複屈折を生じる。この複屈折の大きさは磁場が大きくなるにしたがって大きくなる。したがって、この複屈折を測定することによって、磁場の大きさを測定することが可能となる。さらに、磁場方向はここで生じる複屈折の方位となる。磁気複屈折量は磁性流体のフェライト微粒子の粒径および溶媒によって異なるため、これを利用して用途に応じたセンサをつくることができる。



(a) 磁場印加のない場合

(b) 磁場が印加された場合

図3.10 磁性流体の磁気複屈折

### 3. 4. 3 磁気複屈折の測定

光ヘテロダイン法によって磁気複屈折を計測するため、光源に直交2周波光をもつ周波数安定化横ゼーマンレーザを用いた。図3. 11に示すような磁性流体に矢印に示す方向に磁界がある場合、横ゼーマンレーザからのおおの波長 $\lambda_x$ ,  $\lambda_y$ , 周波数 $f_x$ ,  $f_y$ をもつ2周波直交光が厚さ $d$ の磁性流体を透過することを考える。この2周波光の偏光方向が印加磁場方向とこれに直交する方向のとき、磁界によって磁性流体中に引き起こされる複屈折を $\Delta n$ , 各々の偏光方向の屈折率を $n_{\perp}$ および $n_{\parallel}$ とすると磁性流体を透過することによって位相差 $\Delta\theta$ が生じる。磁性流体を透過後、各々の光波 $E_x$ ,  $E_y$ は光路長を $l$ とするとき次の様に表すことができる。

$$E_x = \text{Re} [ a_x \cdot \exp i ( 2\pi f_x t - \frac{2\pi}{\lambda_x} \{ (\ell-d) + n_{\parallel} d \} ) ] \quad (3. 9)$$

$$E_y = \text{Re} [ a_y \cdot \exp i ( 2\pi f_y t - \frac{2\pi}{\lambda_y} \{ (\ell-d) + n_{\perp} d \} ) ] \quad (3. 10)$$

これが45°直線偏光子を透過した後、ディテクタで検出される干渉信号 $I$ は振幅合成の自乗となるので、

$$I = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} ( E_x + E_y ) \right|^2 \quad (3. 11)$$

と表さる。

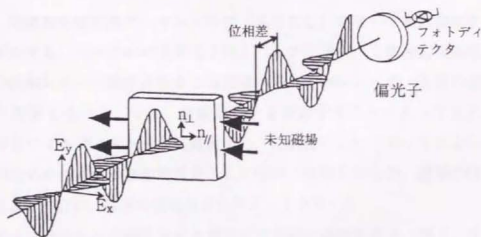


図3. 11 光波と磁気複屈折の関係

したがって、検出される光強度は

$$I = \frac{1}{2} [ a_x^2 + a_y^2 + 2 a_x a_y \cos (2\pi f_0 t + \Delta\theta) ] \quad (3.12)$$

のように表されるビート周波数  $f_0$  のビート信号になる。この時の磁気複屈折によって生じる位相差  $\Delta\theta$  は次のような関係となる。

$$\Delta\theta = 2\pi \cdot \frac{d}{\lambda} (n_1 - n_2) \quad (3.13)$$

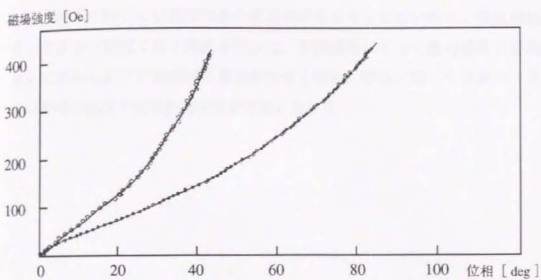
ここで、 $\lambda$  は  $\lambda_x$  と  $\lambda_y$  の平均波長である



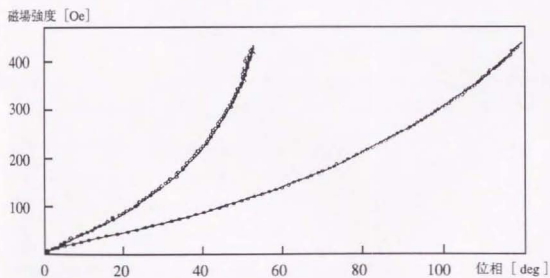
図3.12 直交2周波光を用いた磁気複屈折測定光学系

ここで、周波数安定化横ゼーマンレーザ (STZL) を用いて磁気複屈折の基礎特性測定する。このための光学系を図3.12に示す。2周波直交偏波光はミラーの反射によって磁性流体を2回透過する。それによって、2倍の複屈折位相差の影響を受ける。45°直線偏光子を透過することによって生じるビート信号をフォトディテクタで光電検出し、位相計によってゼーマンレーザの安定化のための制御信号を参照信号として位相の測定を行った。磁場の印加は電磁石によって行い、磁場の測定はガウスメータを用いた。

図3.13に測定された磁場強度と複屈折位相差の関係を示す。図3.13(a)がマグネタイト微粒子にケロシン溶媒を用いたもので、この厚みは30μmである。(1)は磁性流体を1度透過した場合で、(2)はミラーによって反



(a) マグネタイトにケロシン溶媒, 厚み $30\mu\text{m}$ の場合



(b) マグネタイトに水溶媒, 厚み $15\mu\text{m}$ の場合

図 3. 1 3 磁場強度と磁気複屈折位相差の関係

射させ2回透過した場合で、そのため測定感度は2倍になる。(b)は同じくマグネタイト微粒子に溶媒に水を用い $15\mu\text{m}$ の厚さの磁性流体を測定した結果である。厚みに関しては磁性流体の透過率があまりよくないので、電気的処理に差し支えない程度に厚く選択を行った。2回透過によって倍の感度で計測できさらに厚みに応じて複屈折位相差が大きくなる。溶媒に関しては水ベースのものが良好な感度で複屈折の測定が可能になった。

### 3. 4. 4 磁場方位の決定法

磁場方位の決定法についてストークスパラメータとミューラ行列<sup>53, 54)</sup>を用いて偏光解析する。このため図3. 14に示すように横ゼーマンレーザ (STZL) からの出射光, 磁性流体, 直線偏光子および検出器からなる光学素子の系を考える。実際の磁場方位の決定はセンサの回転によって行なうことを考える。しかしながら, ここでの理論計算では磁場方位が回転するとして解析を行う。

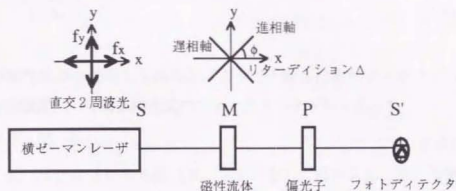


図3. 14 ミューラ行列による磁場方位の決定

横ゼーマンレーザの出射光である直交2周波光のストークスパラメータ $S^{55)}$ は2つの周波数を $f_x, f_y$ , 振幅を $a_x, a_y$ , 時間を $t$ すると,

$$S = \begin{bmatrix} a_x^2 + a_y^2 \\ a_x^2 - a_y^2 \\ 2 a_x a_y \cos 2\pi (f_y - f_x) t \\ 2 a_x a_y \sin 2\pi (f_y - f_x) t \end{bmatrix} \quad (3. 14)$$

となる。磁性流体のミューラ行列 $M$ は磁場によって生じる複屈折位相差の大きさ $\Delta$ , その方位を $\phi$ とすると次式の様に表すことができる。

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - (1 - \cos \Delta) \sin^2 2\phi & (1 - \cos \Delta) \sin 2\phi \cos 2\phi & -\sin \Delta \sin 2\phi \\ 0 & (1 - \cos \Delta) \sin 2\phi \cos 2\phi & 1 - (1 - \cos \Delta) \cos^2 2\phi & \sin \Delta \cos 2\phi \\ 0 & \sin \Delta \sin 2\phi & -\sin \Delta \cos 2\phi & \cos \Delta \end{bmatrix} \quad (3. 15)$$

45° 直線偏光子 P は次のよう表される。

$$P = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

ディテクタで検出される干渉信号 S' は

$$S' = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

と表される。

入射光 S が磁性流体を透過して偏光子によって干渉した後にディテクタで検出される干渉縞強度 S' の関係は次式のストークスペクトルによって

$$S' = P \cdot M \cdot S \quad (3.18)$$

と示される。式 (3.14) から式 (3.17) をここに代入し、S' を計算すると検出される干渉信号 I は S' の行列の第 1 項 s<sub>0</sub> となるので、

$$I = \frac{1}{2} [ \alpha + \beta \cdot \cos \{ 2\pi (f_y - f_x) \cdot t + \Delta\theta \} ] \quad (3.19)$$

ここで、

$$\alpha = a_x^2 + a_y^2 + (1 - \cos \Delta) (a_x^2 - a_y^2) \sin 2\phi \cos 2\phi \quad (3.20)$$

$$\beta = \sqrt{ (2 a_x a_y [ 1 - (1 - \cos \Delta) \cos^2 2\phi ] )^2 + ( 2 a_x a_y \sin \Delta \cos 2\phi )^2 } \quad (3.21)$$

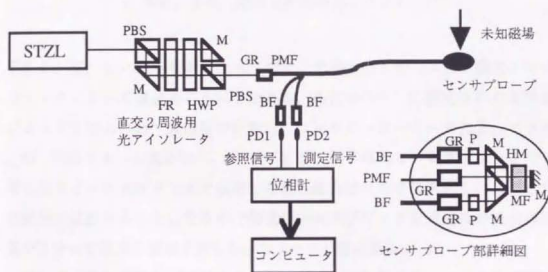
$$\Delta\theta = \tan^{-1} \left( \frac{\sin^2 2\phi + \cos^2 2\phi \cos \Delta}{\sin \Delta \cdot \cos 2\phi} \right) \quad (3.22)$$

となる。得られる光強度は  $f_x - f_y$  のビート信号となり、位相計において位相差  $\Delta\theta$  は検出することができる。式 (3.22) は磁場方位を回転させていき、磁場方位とゼーマンレーザからの直交 2 周波光の偏光方位が一致したとき、式 (3.22) の干渉信号の位相差  $\Delta\theta$  は最大になることを示している。したがって、実際に磁場センサとして使用する場合、磁場方位の決定は磁場センサを回転させることによって、位相差  $\Delta\theta$  が最大になるときとして簡単に決定することができる。このときの最大位相差が磁場強度に対応する複屈折位相差と

なる。

### 3. 4. 5 光ファイバ型磁場センサ

前節の磁場方位決定で、センサ全体が回転できるような光学系は図3. 12に示すような空間伝播では作るのは困難である。そこで光ファイバを用いた磁場計測光学系を導入する。ファイバは光ヘテロダイン法を行なうため偏波面保持ファイバを用いた。一般に偏波面保持ファイバは別名が複屈折ファイバと呼ばれるようにファイバ内部での異方性によって偏波面を保ったまま光を伝送するが、2つの伝送モード間では温度や外力によって屈折率が変化するため光の伝送速度が独立して変化していく。外乱によって複屈折が変化するつまり外乱の影響を非常に受けやすい。この補償を考慮した光学系が必要である。この外乱除去型光ファイバ磁場センサを図3. 15<sup>8)</sup>に示す。



M: ミラー, PBS: 偏光ビームスプリッタ, FR: ファラデーローテータ (主軸方位45°), HWP: 半波長板, GR: 屈折分布型レンズ, HM: ハーフミラー, PD: フォトディテクタ

図3. 15 外乱除去型光ファイバセンサ

光源は周波数安定化横ゼーマンレーザを用いた。戻り光の影響を除去するために直交2周波用の光アイソレータを作製した。これは2つの偏光ビームスプリッタ、2つのミラー、半波長板および45度の回転角をもつファラデーローテータからなる。この光アイソレータの光の偏光状態を図3. 16によって説



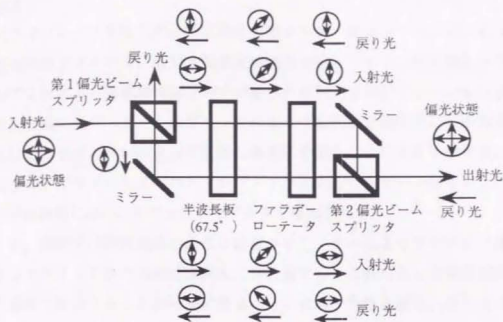


図3. 16 直交2周波用光アイソレータ

明する、ゼーマンレーザからファイバセンサ部への入射光は第1偏光ビームスプリッタによって偏波面ごとに分かれる、方位角 $67.5^\circ$ に設定された半波長板によっておのおの $45^\circ$ 偏波面が回転し、ファラデーローテータによってさらに $45^\circ$ 回転する。したがって、ミラーを経て第2偏光ビームスプリッタでは、第1偏光ビームスプリッタで反射した偏光成分はそのまま透過し、透過した偏光成分は反射することになるので偏光ビームスプリッタを透過後の光波は再び重なり合って直交2周波を保ちながらファイバ部に至る。

ファイバ部で反射などが起こり、レーザへの戻り光となって、この光アイソレータに至ると先ほどとは逆に第2偏光ビームスプリッタによっておのおの偏波面ごとに分かれる。ファラデーローテータは偏波面を常に一定の方向に回転させる働きを持っているので、各々の偏光面はさらに $45^\circ$ 偏光面を回転させる。しかしながら、半波長板は主軸と入射偏光方位のなす角に対して2倍量回転させる働きを持っているので、各々の偏光面は $45^\circ$ ファラデーローテータでの回転と反対方向に回転することになりゼーマンレーザ側の第1偏光ビームスプリッタで各々の偏光成分の光はレーザの方には戻らず出射される。これによって戻り光を除去することができ、ゼーマンレーザを安定に保つことが可能

である。

光アイソレータを出た光は屈折率分布型レンズ（グリーンレンズ）によって偏波面保持ファイバに、直交2周波光の偏波方位とファイバの主軸と一致する方位で入射する。偏波面保存ファイバからの出射光は再びグリーンレンズを通りセンサ部に至り、ビームスプリッタによって参照光と測定光に分かれる。参照光はそのままミラーによって反射し検光子を通ることにより干渉する。干渉光はライトガイドとしてのバンドルファイバに入射し、ビート信号としてファイバの出射端におかれたフォトディテクタで検出される。

一方、測定光は磁性流体の後部に設置させたミラーによってガラスに薄膜状にサンドウィッチされた磁性流体を二回透過する。これによって磁場強度を2倍の感度で検出することが可能になる。さらに同一光路を戻り、ビームスプリッタによって参照光とは反対の方向に反射される。ミラーによって反射された後、検光子を透過して参照とは別のバンドルファイバ（ライトガイド）によって検出部に導かれる。検出部において参照光と測定光はフォトディテクタにより光電変換され、おのおの位相計の参照信号と測定信号に入力され位相検出する。

### 3. 4. 6 偏波面保持ファイバの外乱除去

図3.15の偏波面保存ファイバに温度や応力によって生じる複屈折の影響の外乱補償を解析する。直交2周波光が偏波面保持ファイバを透過した後の各々の偏光成分は次のように表される。

$$\begin{aligned} E_x &= \operatorname{Re} \left\{ a_x \cdot \exp \cdot i \left[ 2\pi f_x t - \frac{2\pi}{\lambda_x} \{ (\ell - 2d - L) + 2n_{\parallel} d + n_o L \} \right] \right\} \\ E_y &= \operatorname{Re} \left\{ a_y \cdot \exp \cdot i \left[ 2\pi f_y t - \frac{2\pi}{\lambda_y} \{ (\ell - 2d - L) + 2n_{\perp} d + n_e L \} \right] \right\} \end{aligned}$$

(3.23)

ここで、偏波面保持ファイバの各々の主軸成分の屈折率を $n_o, n_e$ 、 $L$ をファイバ長とする。これより、偏波面保持ファイバから磁性流体を透過して磁気複屈折位相差 $\Delta\theta$ を検出した後、偏光子を透過して、ディテクタで検出される干渉信号は

$$I = \frac{1}{2} \{ a_x^2 + a_y^2 + 2 a_x a_y \cdot \cos [2\pi (f_y - f_x) \cdot t + \Delta\theta + \Delta\theta_f] \} \quad (3.24)$$

ただし、 $\Delta\theta_f$  は偏波面保持ファイバの外乱によって生じる複屈折位相差で、

$$\Delta\theta_f = 2\pi \frac{d}{\lambda} (n_o - n_e) \quad (3.25)$$

$$\lambda = \frac{\lambda_x + \lambda_y}{2} \quad (3.26)$$

となる。

一方、偏波面保持ファイバからビームスプリッタを経て、偏光子を透過して干渉した後、バンドルファイバによって導かれディテクタで検出される参照ビート信号は次のように表される。

$$I = \frac{1}{2} \{ a_x^2 + a_y^2 + 2 a_x a_y \cdot \cos [2\pi (f_y - f_x) \cdot t + \Delta\theta_f] \} \quad (3.27)$$

これは偏波面保存ファイバによって生じる複屈折  $\Delta\theta_f$  のみの位相差を持つことになる。したがって、この信号を位相計の位相検出参照信号とすると、外乱によって偏波面保持ファイバに生じる複屈折位相差  $\Delta\theta_f$  を補償し、磁気複屈折による位相  $\Delta\theta$  のみを検出することが可能になる。

### 3.4.7 磁場計測

以上示したような光学系で行なった磁場測定結果を示す。図3.17は複屈折位相差と磁場強度の関係である。ここで用いた磁性流体はマグネタイト微粒に水溶液で、この厚さは15 $\mu$ mであった。この最大磁気複屈折量は500 Oeと120度となった。したがって、この磁場測定感度は位相計が0.1°まで検出できるのでサブ・エルステッドまで可能となる。

図3.18はセンサを回転させたときの複屈折位相差の変化を示す。ここではあらかじめわかっている異なった7種類の複屈折位相差を与え、センサを回転してそのおのおのの回転角に対する位相差の測定を行なった。理論通りの位相変化を示しており、磁場方位はこのように磁気複屈折の最大値より得ることができる。

偏波面保持ファイバの外乱に補償について実験した結果を示す。図3.19はこのセンサの一部におもりをのせて応力を与えたときの加重とそのときの複

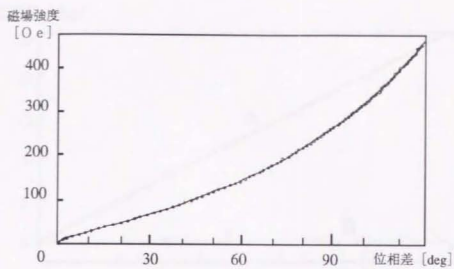


図3. 17 複屈折位相差と磁場強度の関係

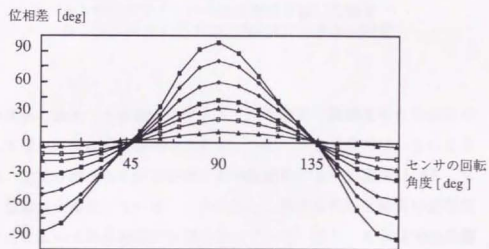


図3. 18 センサの回転と複屈折位相差の関係

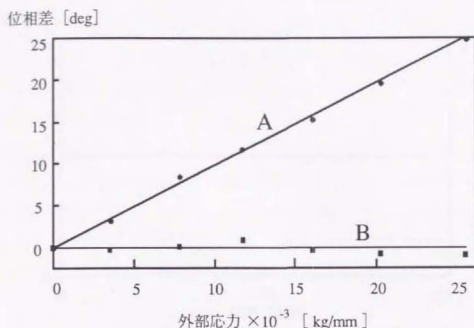
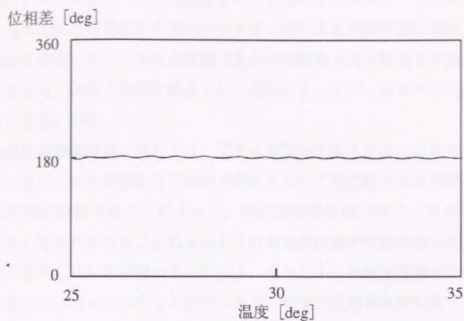
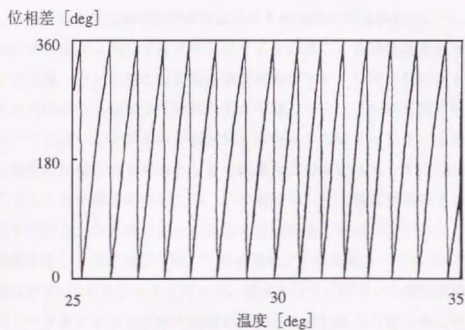


図3. 19 センサのファイバ部分に外部から荷重が加えられたときの複屈折位相差への影響  
 A：複屈折ファイバの位相補償を施した場合  
 B：複屈折ファイバの位相補償を施さない場合

屈折位相差の関係である。Aは横ゼーマンレーザの安定化制御信号を位相計の参照信号として用いて位相検出を行ったとき、つまり外乱補償を行わないときの結果である。加重が増えると応力が増し光弾性効果により複屈折が大きくなるので当然、位相差が変化している。これに対し、本手法の外乱補償の参照信号を用いることによって外乱補償が可能になっている。図3. 20は10mの偏波面保持ファイバを用い、そのときのファイバの周りの温度をヒータによって温度を25から35度まで変化させる外乱を与えたときの変化の様子を示す。図3. 20 (a)が本手法の外乱補償を行なった場合、図3. 20 (b)が行わないで、前の実験と同様に横ゼーマンレーザの安定化の制御用信号を参照信号として位相検出した結果である。両者の違いは顕著にわかり、本手法が温度補償に有効であることが示された。



(a) 複屈折ファイバの位相補償を施した場合



(b) 複屈折ファイバの位相補償を施さない場合

図3. 20 センサに温度変化を加えた場合の複屈折位相差への影響

### 3.5 まとめ

本章においては異なった2周波光を持つ光波を干渉させビート信号を得て、これを電氣的に位相検出する光ヘテロダイン法による表面状態と内部状態の精密計測法を提案した。これは点計測であるが実時間で高分解能な計測が可能である。さらに、面内の空間分解能もレンズ系によってビームを小さく絞ることによって可能になる。

表面状態の精密計測に関しては、従来の音響光学素子を用いた差動型光ヘテロダイン法に、この駆動信号の高周波側のキャリア周波数と低周波側の変調周波数を同時に制御することによって、面内分解能を向上させ、さらに、回転テーブルと組み合わせることによって3次元形状計測が可能になった。このために微分法でしばしば問題となっている、となりあった測定点間内の計測が可能になった。光ヘテロダイン法では $\pm 1^\circ$ 程度の位相検出が可能であるので $\lambda/180$ つまり2 nm程度の計測が可能である。ソマグレン干渉計は差動型で非常に高感度な計測方法であったが、1周の状態のみしか計測できないことに対して、本手法は3次元形状計測が可能になり有効性が確認された。

内部状態の計測に関しては光ヘテロダイン方式による磁性流体を用いた磁場センサが光源、センサ部と検出部を偏波面保存ファイバおよびバンドルファイバによって結ぶことによって磁場計測が可能とした。さらに直交2周波光アイソレータを用いてシステムの安定化をはかることによってビート信号の安定させ高精度の位相検出を可能とした。磁場方位の決定はセンサの回転によって可能になることを理論的に示した。この磁場センサは偏波面保持ファイバに温度変化や外力などの外乱によって生じる複屈折を2本のバンドルファイバによって補償することを可能にした。この磁場センサの測定レンジは500エルステッドで感度はサブ・エルステッドとなった。感度とレンジは用いる磁性流体に依存するため、マグネタイトの粒径や溶媒の異なった磁性流体を用いることによって異なったセンサを作ることができる。

## 第4章 時間的位相シフト方式による位相検出法

### 4.1 はじめに

前章までの位相検出法はある点における光強度の時間的変化を電氣的に検出し、位相比較するために一点のみ的高速かつ高精度計測が可能である。しかしながら、点計測であるため2次元分布を得るためには光学系または測定サンプルを走査しなければならないという問題がある。この問題を解決するために、離散的に既知の位相を変化させることによって、その光強度から2次元位相分布の検出を可能としようとするのが時間的位相シフト法である。

本章では時間的位相シフト方式によって表面状態の精密計測として三次元形状計測を行なう。これは4.3で詳細に述べるが位相シフト方式による三次元計測に関してはいくつかの研究がなされている。そこで本研究においてはこれらの問題点を明らかにした上で、従来にない新しい計測法の確立を試みる。

### 4.2 時間的位相シフト方式による位相検出

時間的位相シフト方式を図4.1のマイケルソン干渉計を用いて具体的に説明する。光源からの光波をハーフミラーで2光波に分離した後、一方を参照光として参照鏡で反射させ、もう一方を測定光として測定したい物体で反射させる。2光波が再び重ね合うことによって干渉する。ここで、光波の周波数を $f$ 、波長を $\lambda$ 、参照光の光路長を $\ell_x$ 、測定光の光路長を $\ell_y$ および振幅を $a$ とすると、時間 $t$ における光波は次のように表される。

$$\begin{aligned} E_x &= a_x \cdot \exp \left[ i \cdot \left( 2\pi f t + 2\pi \frac{\ell_x}{\lambda/2} \right) \right] \\ E_y &= a_y \cdot \exp \left[ i \cdot \left( 2\pi f t + 2\pi \frac{\ell_y}{\lambda/2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.1)$$

2光波が干渉して得られる光強度 $I$ は

$$\begin{aligned} I &= |E_x + E_y|^2 \\ &= \alpha + \gamma \cdot \cos \left( 2\pi \frac{\ell_y - \ell_x}{\lambda/2} \right) \end{aligned} \quad (4.2)$$



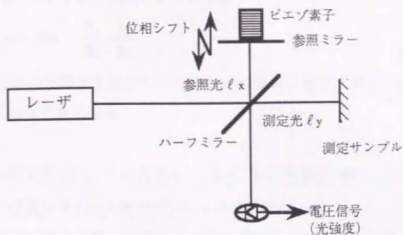


図 4. 1 マイケルソン干渉計

ただし

$$\begin{aligned} \alpha &= a_x^2 + a_y^2 \\ \gamma &= 2 a_x \cdot a_y \end{aligned} \quad (4.3)$$

となる。このとき参照光の光路長をなんらかの形で変化させることによって干渉縞の位相を変化させ、干渉縞の光強度から最小自乗法によって干渉縞の初期位相を求める。干渉縞は求めたい(初期)位相成分、コントラスト成分 $\gamma$ およびバイアス成分 $\alpha$ の3つの未知量を持つ。したがって、最低3通りのあらかじめわかっている位相を与えて、順次干渉縞を変化させたときの光強度をサンプリングすることによって初期位相を得ることができる。これがBruningらによる離散的サンプリングを行うマルチステップ位相シフト方式<sup>6, 7)</sup>である。

ここで、式(4.2)を測定光の位相 $\phi_y (= 2\pi\ell_y/\lambda/2)$ および参照光の位相 $\phi_x (= 2\pi\ell_x/\lambda/2)$ を用いて書き直すと

$$I = \alpha + \gamma \cdot \cos(\phi_y - \phi_x) \quad (4.4)$$

となる。式(4.4)の未知数は $\alpha$ 、 $\gamma$ 、 $\phi_x$ の3つあるので、一般に式が3つあれば解くことができる。サンプリング回数が多いほど誤差が少ないが画像処理を行う場合には処理時間、メモリなどの問題があり4ステップ法が最もよく

用いられている。このサンプリング数が4回の4ステップ位相シフトにおいて位相 $\phi$ は、 $\phi_0$ がそれぞれ0,  $\pi/2$ ,  $\pi$ ,  $3\pi/2$ シフトしたときの光強度をそれぞれ $I_0, I_1, I_2, I_3$ とすると次式のようにになる。

$$\phi_y = -\tan^{-1} \frac{I_3 - I_1}{I_2 - I_0} \quad (4.5)$$

これから2次元の光強度を検出し、各点ごとに位相計算をすることによって、2次元位相検出が可能になる。

#### 4. 3 時間的位相シフト方式による三次元形状計測

##### 4. 3. 1 位相シフト斜入射干渉計による形状計測

機械加工精度の向上に伴い、ミクロンオーダからサブミクロンオーダの凹凸形状を非接触で得たいという要求がある。一般に光波干渉計はサブミクロンからナノメートルの凹凸の計測においては非常によい感度を示すが、凹凸がはげしい物体に適用すると、干渉縞が飛んでしまったり密になりすぎて計測が困難となるという問題があった。さらに、一般の光波干渉による計測は測定面が鏡面である物体には計測可能であるが、セラミックスや紙などのようには反射率の低い粗面物体に対しては反射光量が少ないために干渉縞が形成されず測定不能になってしまうという問題もあった。

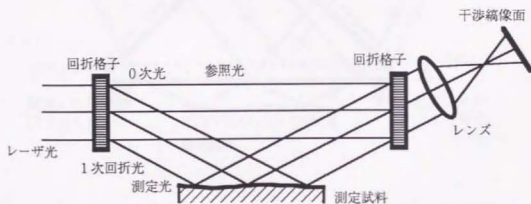


図4. 2 斜入射干渉計<sup>63)</sup>

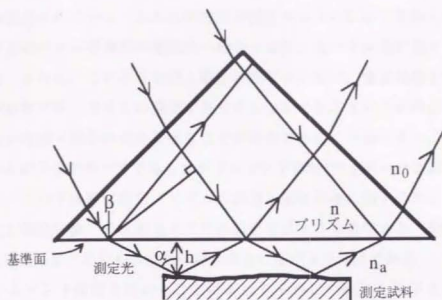


図 4. 3 アブラムソン干渉計

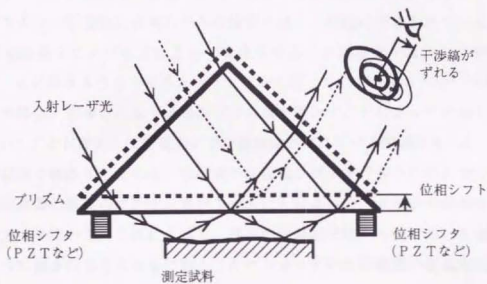


図 4. 4 アブラムソン干渉計における機械的位相シフト方法

これらの欠点を補う方法として、近年、図4.2に示すような斜入射干渉計<sup>63-65)</sup>が報告されている。これは測定光が測定サンプルに対して斜入射されるため、干渉縞による等高線の感度を一般の干渉計に比べて非常に低くすることができる。さらに、このような斜入射干渉計においては、粗面の場合でも正反射成分が非常に多くなるため鏡面と見なすことができるという利点があり、前述の一般の光波干渉計の欠点を補うことが可能である。今回、図4.3に示すような斜入射干渉計の一つであるアブラムソン干渉計<sup>66)</sup>を用いた粗面形状計測を試みた。この干渉計は直角プリズムの斜辺を測定対象に向い合わせ、斜辺との反射光と測定対象での反射光とで干渉縞を形成するものである。測定光と参照光は共通光路をとるために外乱に対し非常に安定な干渉計である。

アブラムソン干渉計を用いることによって干渉縞の感度を低下させることは、凹凸の激しい物体に対しては有効であるが、そのために分解能が低下してしまうという問題が生じる。またさらに、干渉縞の凹凸の判断を含む解析をコンピュータによって自動的に行なうことも必要である。そのため、ここではさらに位相シフト法を導入し干渉縞の解析を行なうことを意図した。しかしながら、アブラムソン干渉計に位相シフトを施すには、一般的に行なわれているような参照光路長をピエゾなどによって変化させることは有効ではない。例えば、図4.4に示すようなプリズムをサンプルに対して上下させる方法<sup>64)</sup>があるが、この場合、形成される干渉縞がプリズムを動かすことによって位相シフトをしていくことに呼応して結像面上での物体像がずれていく問題が生じる。

以上の問題を解決するために、本研究では位相シフトを行なうためにプリズムと測定物体間の媒質の屈折率を変化させることによって、光学的光路長を変化させる方法を用いた。これによって、従来の干渉計では不可能であった粗面に対しての計測を行なうとともに数十マイクロメートルの計測範囲の実現を試みる。

#### 4.3.2 アブラムソン干渉計

図4.3において直角プリズムの底辺を基準面として測定物体面に向け、一方の斜面から平行光を入射する。プリズムの底面に達した光線の一部は反射して参照光となり、残りの光は透過して測定光となる。透過した測定光は測定物

体に斜めに照射される。このために測定物体が粗面であっても正反射光成分が多くなり鏡面と見なすことができる。測定物体で反射した光は再びプリズムに至り、プリズム底面からの参照光と重なり合せて干渉する。この干渉計は共通光路光学系をとるために外乱に対し非常に安定な干渉計となる。

このアブラムソン干渉計においてプリズム底面を基準面とした場合、ここから測定物体までの距離  $h$  は、測定物体面への入射角度を  $\alpha$ 、光線の波長を  $\lambda$ 、ギャップ間の媒質の屈折率を  $n_a$ 、縞次数を  $m$  ( $=0, 1, 2, \dots$ ) とすると次のように表される。

$$h = \frac{1}{\cos \alpha} \cdot \frac{m \cdot \lambda}{n_a \cdot 2} \quad (4.6)$$

したがって、斜入射を行わない場合の等高線間隔  $\lambda/2$  に対して  $1/\cos \alpha$  倍に干渉縞間隔を広げる、つまり感度を低下させることが可能になる。

#### 4. 3. 3 位相シフト型アブラムソン干渉計による表面形状計測

図 4. 3 のアブラムソン干渉計に位相シフトを適用する際、参照光の位相を正確にシフトするための位相シフトが重要になる。本手法では位相シフトを与えるために、プリズムと測定物体間の屈折率を変化させる方式によって、光路長を変化させる方法を用いた。今回、プリズムと測定物体間の媒質の屈折率を変化させるために、この間に二酸化炭素ガス（屈折率 1.00045）を注入する方法を用いた。この二酸化炭素の量を変化させることによって、干渉縞の位相  $\phi$  を変化させ位相シフトを施す。ここで CCD カメラによって得られる干渉縞の光強度  $I$  は次式で与えられる。

$$I(x, y) = \alpha + \gamma \cos[\theta(x, y) + \phi] \quad (4.7)$$

ただし、 $\alpha$  はバイアス成分、 $\gamma$  はコントラストとなる。 $\theta$  は求める位相であり、次のように表される。

$$\theta(x, y) + \phi = 2\pi \cdot n_a \cdot \cos \alpha \cdot \frac{h(x, y)}{\lambda/2} \quad (4.8)$$

ここで屈折率を  $n_a = n_0 + \Delta$ 、 $n_0$  を空気の屈折率 (1.000)、 $\Delta$  を二酸化炭素ガスの注入による屈折率の変化分、測定サンプル表面の凹凸成分を  $h_0(x, y)$  とする。あらかじめ二酸化炭素ガスの注入によって位相シフトが 1 周期以上になる

ようにプリズムとサンプル間に与えておくギャップ距離  $d$  を  $h = h_0 + d$  とすると、

$$\begin{aligned} \theta(x, y) + \phi = & ( 2\pi \cdot n_0 \cdot \cos \alpha \cdot \frac{h_0(x, y)}{\lambda/2} \\ & + 2\pi \cdot \Delta \cdot \cos \alpha \cdot \frac{h_0(x, y)}{\lambda/2} ) \\ & + ( 2\pi \cdot n_0 \cdot \cos \alpha \cdot \frac{d}{\lambda/2} \\ & + 2\pi \cdot \Delta \cdot \cos \alpha \cdot \frac{d}{\lambda/2} ) \end{aligned} \quad (4.9)$$

となる。

式(4.9)の右辺第一、二項が求めたい形状に対応する位相  $\theta$ 、第三、四項が位相シフト量  $\phi$  に対応する。二酸化炭素の注入によって  $\Delta$  は最大 0.00016 変化する。第三項は定数であるので、位相シフトの初期ずれとなり、第四項は二酸化炭素の注入によって変化する位相シフト量である。第二項は測定対象物体の表面は数十ミクロンであるから二酸化炭素の注入によって  $1^\circ$  以下の位相変化となり、この項は無視できる。したがって、位相シフトによって求まる位相は第一項のみとなり、位相シフトにおける屈折率変化は物体の高さ情報には影響しないと考えることができる。したがって、計測される位相差と物体形状との関係は次のようになる。

$$\theta(x, y) = 2\pi \cdot \cos \alpha \cdot \frac{h_0(x, y)}{\lambda/2} \quad (4.10)$$

今回、測定精度と測定時間の点から4ステップでの位相シフト法を用いることによって干渉縞の参照位相  $\theta$  を求めた。ここで、屈折率を変えることによって干渉縞の位相  $\phi$  を  $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$  と変化させたとき、検出される光強度を  $I_0, \dots, I_3$  とすると、点  $(x, y)$  における高さの情報に関する位相は

$$\theta(x, y) = \tan^{-1} \frac{I_3(x, y) - I_1(x, y)}{I_0(x, y) - I_2(x, y)} \quad (4.11)$$

によって求めることができる。ここで求めた位相から式(4.10)によって高さを算出する。

#### 4. 3. 4 形状計測装置

図4. 5<sup>\*)</sup>に位相シフト型アブラムソン干渉計による三次元計測装置を示す。実際の装置の写真を図4. 6に示す。ここで光源はHe-Neレーザを用いた。その出射光はレンズ系によってコリメート光として広げられ、ミラーによって角度をつけてプリズムに入射する。このミラーの角度を調整することによ

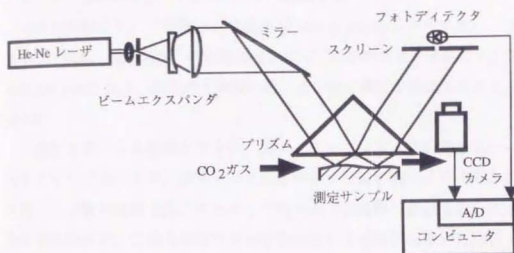


図4. 5 位相シフト型アブラムソン干渉計による  
三次元計測システム

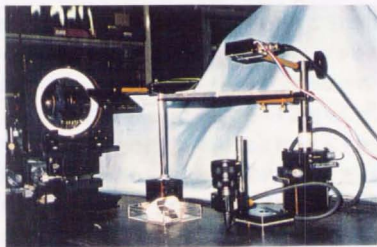


図4. 6 システム外観

って測定サンプルへの入射角を変化させ、等高線間隔を可変することが可能である。プリズム底面と測定物体面とによって反射した光が再び重なり、スクリーン上に干渉縞を形成する。ここでスクリーンを用いずに、干渉縞の画像を直接CCDによって読み込むことも可能であるが、斜入射光学系であるために縦と横の比が異なった画像となってしまう。これを避けるために、スクリーンを基準面と平行に設置し、ここに干渉縞を写した上で画像として取り込むことによって、この比を等しくすることを可能とした。

今回の実験において光源として波長633nmのHe-Neレーザを用い、空気の屈折率は1.000、測定物体への入射角度 $\alpha$ は79°としたので干渉縞による等高線間隔は1.66 $\mu$ mとなり、従来の干渉縞の約1/5倍に感度を低減することが可能になった。

二酸化炭素による位相シフトは、図4.5でプリズム試料間をスペーサによってギャップをつくり、測定サンプルとギャップ部を開き、プリズムの周り四方向から二酸化炭素を注入することで行った。この際、厳密なシールを行ったわけではないが、二酸化炭素ガスは空気に比して比重が大きいため下方に蓄積し、また流出の度合いも少ないと思われる。このために注入後一定の時間を経過すると空気を含むギャップ間の層で等価的に様な屈折率分布となりかつ安定した状態でギャップ内に充満すると考えられる。

ただし、二酸化炭素ガスの屈折率が周囲の温度によって影響を受けたり、あるいはプリズム底面とサンプル間の容積が常に一定でなかったりするために、注入ガス量を基準とした条件下で位相シフトを行うことは困難である。このためにガスの注入量の影響をチェックしながら位相シフトを与えることを行った。そのためスクリーン上にピンホールを作り、その後方にフォトディテクタを設置し干渉縞強度を取込むことによってモニタ信号とした。図4.7は二酸化炭素ガスを一定量連続的に注入していったときのモニタ信号を示している。二酸化炭素ガスの注入を始めると急激に位相が変化し、それに伴って検出される光強度も大きく変化するが、ギャップ間が二酸化炭素ガスで飽和してくると変化が鈍くなっている。このモニタ信号は3回分繰り返し行った結果を示している。実際の測定においてはモニタ信号はあらかじめ一度、図4.7のようにサンプリングし、 $\pi/2$ ごとにサンプリング点を決定し、2回目に所定の点でC



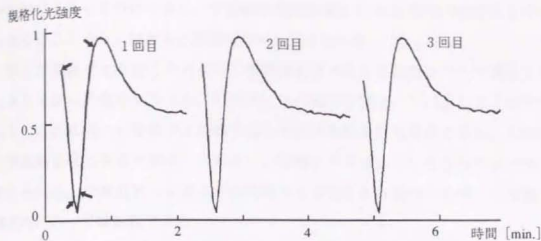


図4.7 位相シフトのためのモニタ信号

CDカメラから干渉縞の情報を取り込む。この際、二酸化炭素ガス注入による1回のシフト後、つまり図4.7の矢印の点でガスを止め、一定の時間をおいてガスが安定に分布した後に画像を取り込むことによって屈折率の分布むらの影響を軽減した。これによって全4画面取込み、4ステップの位相シフト法によって位相を算出した。

#### 4.3.5 精度検定

本計測装置による計測誤差の要因は

- 1) ビームエキスパンダ用レンズ系の波面収差
- 2) 二酸化炭素ガスによって測定光がプリズムから出射する際に生じる屈折角の変化
- 3) ガスを用いることによる位相シフトの誤差
- 4) 基準面に使われているプリズム面による波面精度への影響

が挙げられる。

第一の原因に関してはレンズについては市販のレンズ設計ソフトウェア（センチュリリサーチセンタ、FLASH-AV）によって光線追跡を行ない、波面収差が無視できるように凹レンズと凸レンズを組み合わせた光学系とした。

第二の原因に関しては、空気の屈折率1.00029に対して、二酸化炭素の屈折率

は1.00045であり、プリズム面から光線が出射する際における屈折角差はほとんど無視できるくらいに小さく、干渉縞等高線間隔は1/1000程度の誤差をもつにすぎないことから、ほとんど影響しないと考えられる。

第三の原因をとり除くためには二酸化炭素ガスによる位相シフトの様子をモニタしながら計測を行なった。このモニタの様子を図4.7に示したとおりである。これは同一の条件で3回繰り返してガスを注入した結果であり、矢印は干渉縞画像取込み点である。これより、位相シフトは正しく行なわれていると考えられる。なお厳密にはガスの分布むらも存在すると思われるが、本測定の精度内にあっては無視できる。

第四の原因はプリズムの面精度に依存する。このため光が入射する3つの面について干渉計(Zygo社 MAXIMUM III)によって面の状態を測定した。この結果、最大の凹凸差は出入射光面で $0.3\lambda$ 以下、底面では $\lambda$ 以下と判明した。これは必ずしも十分な精度ではないが、これによっても $\lambda$ 程度の計測は可能となる。以上は、現在使用中の例についての結果であり、さらにより面精度のプリズムを用いることによって、計測精度の向上が可能である。

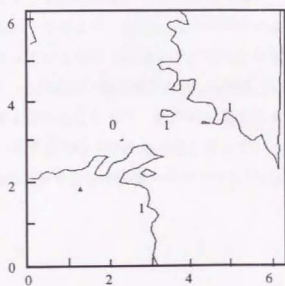


図4.8 ガラス基板による検定結果  
(等高線間隔 $1\mu\text{m}$ )

さらに、本測定法の誤差検定として、光学系の収差、プリズム面精度および位相シフトにガスを用いることによるシフト誤差があり、さらに厳密には注入ガスの分布むらも存在すると思われる。そこで、これらが総合的にどの程度影響するかを調べるために、ガラス基板を対象とした計測を試みた。この測定結果を図4.8に示す。この基板の平面度はザイゴ杜干渉計によると $1\mu\text{m}$ であった。本測定法による測定結果でも全体の高低差が $1\mu\text{m}$ 程度と計測された。前述の位相シフトにおける注入に伴う問題やプリズムの面精度の影響を考慮するならば、本手法における精度は $1\mu\text{m}$ 程度と考えられる。

#### 4.3.6 粗面物体の精密計測

以上の原理をもとに、加工後に平面性が要求される $50\times 50\text{mm}$ のセラミックス基板を測定例として計測を試みた。このセラミックス基板は反射率が低く、従来のフィゾー干渉計では測定が困難であった。本研究によって得られた干渉縞の画像を図4.9に示す。この等高線間隔は $1.66\mu\text{m}$ である。

位相シフト型アブラムソン干渉計によって計測を行い、ワイヤーフレームモデルで表示した結果を図4.10に示す。さらに、 $1\mu\text{m}$ 間隔の等高線マップで表示した結果を図4.11に示す。この一断面に関して触針法で計測した結果を比較すると図4.12のようになり、二つの手法による計測は必ずしも同一断面を同時に行なっているわけではないが、これを考慮するとよく一致した結果が得られている。この場合、最大高さは $10\mu\text{m}$ 程度であって、普通の干渉計においては30縞程度を含むこととなり、縞が密に重なりあってしまうために計測が困難となるが、本手法では十分計測可能となっている。さらに、位相シフト方式によって凹凸の判別を含む干渉縞のサブフリッジの解析が可能となった。

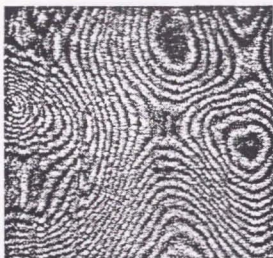


図 4. 9 セラミックス基板の干渉縞  
(50×50mm, 1.66 $\mu$ m)

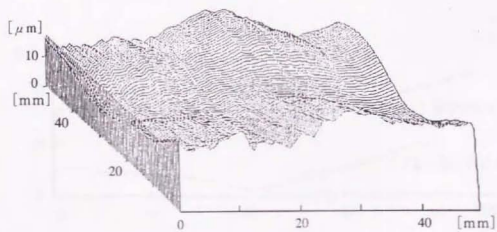


図 4. 10 セラミックス基板の計測結果  
ワイヤーフレーム表示

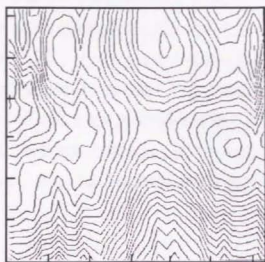


図4.11 セラミックス基板による検定結果  
 (等高線表示—等高線間隔 $1\mu\text{m}$   
 $50\times 50\text{mm}$ )

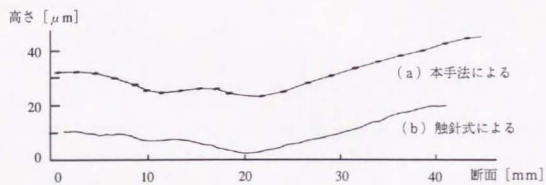


図4.12 セラミックス基板の計測結果 (断面)

#### 4. 4 まとめ

本章では位相検出法に時間的位相シフト方式によって表面状態の精密計測として位相シフトアブラムソン干渉計について述べた。アブラムソン干渉計において基準面と測定サンプル面間の媒質の屈折率を変化させることによって時間的位相シフトを可能とした。アブラムソン干渉計に位相シフト法を導入することによって、従来の干渉計では計測が難しいような低反射率の粗面測定物体に関して、ミクロンオーダーでの3次元形状計測を可能とした。

現段階においては、本測定法の精度は $1\mu\text{m}$ であるが、基準プリズムの面精度を高めることによって、さらに高い精度での計測が可能となる。

## 第5章 空間的位相シフト方式による位相検出法

### 5.1 はじめに

前章の時間的位相シフト方式は既知の位相を時間的に変化させたときの光強度変化から位相を検出した。そのため2次元の位相分布を一度に検出することが可能であった。つまり、この位相シフト方式は時間的に変化した最低3枚からなる光強度を必要とするために、計測対象は常に静的物体または最低でも測定時間内では静止状態でなければならないという問題があった。さらに、この手法は位相分布を得るために多くの画像データを必要とするため、膨大な量のデータを扱わなければならない、多くのコンピュータのメモリを要するという問題がある。これらの問題を解決するため、既知のキャリア周波数を与えることにより1枚の画像データのみから位相の検出を行なう手法として空間的位相シフト方式がある。

本章では空間的位相シフト方式によって表面状態の精密計測として三次元形状計測を行なう。そこで本研究においては特に、空間的位相シフト方式としてワンステップ位相シフト方式による従来にない新しい形状計測法の確立を試みる。

### 5.2 空間的位相シフト方式

ワンステップ位相シフト法の原理を図5.1に示すトワイマングリーン干渉計によって述べる。この干渉計で発生する干渉縞に参照光のミラーに角度 $\theta$ の傾き角を与えると、実際に検出される干渉縞の光強度は式(4.2)より式(5.1)に示すように空間キャリア周波数 $f$ をもつ正弦状になる。

$$I = a_x^2 + a_y^2 + 2a_x a_y \cos(2\pi \cdot f \cdot x + \phi) \quad (5.1)$$

ここで、 $f$ は $(2/\lambda) \tan \theta$ であり、 $\phi$ は測定形状に応じた位相、 $x$ はキャリア方向つまり $x$ 軸方向の位置(画素)および $\lambda$ は光源の波長である。これはマルチステップの位相シフト方式が光強度の時間的な変化する正弦分布であったのに対し、空間的に変化を持つ正弦分布であることを意味している。ここで、光強度の検出をCCDカメラで行うことを考える。図5.2に示すようにCCD

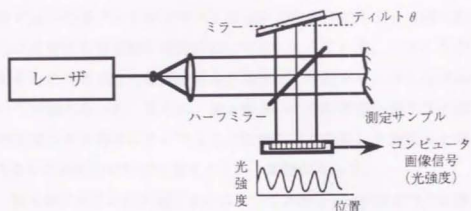


図5.1 トワイマングリーン干渉計

の4画素に一周期になるような光強度分布をもつテイルトをミラーに与えると、各画素は $\pi/2$ ごとに位相シフトして検出していると考えられる。連続する3画素の光強度を $I_0, I_1, I_2$ とすると求める位相 $\phi$ は次式で求めることができる。

$$\phi = \tan^{-1} \frac{I_3 - I_2}{I_1 - I_2} \quad (5.2)$$

これを各画素ごとに順次計算を行っていくことによって、1画面のみで2次元位相分布を計算することができる。本手法の特徴は位相シフトを画素ごとに行っており機械的移動を伴わないためシフト誤差の影響はまったく受けないという特徴を持つ。

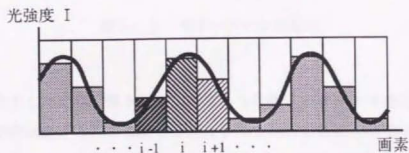


図5.2 空間的位相シフト方式原理図



## 5. 3 空間的位相シフト方式による三次元形状計測

### 5. 3. 1 パターン投影法による形状計測法

第2章で述べたモアレトポグラフィ法は位相走査方式によって縞の間を読み取るために高精度な非接触3次元計測が可能になっている。しかしながら、点計測であるため光学系または測定対象を機械的に移動させたりしなければならないという問題があった。さらに、第4章で示した時間的位相シフト法は一度で2次元位相分布を得ることができるが位相シフトの際に3画面以上取り込まねばならないため計測に時間を要するという問題があった。

一方、第4章に示した斜入射干渉計においては数十 $\mu\text{m}$ 程度までの計測は可能になっているが、これ以上のものにおいては干渉縞が重なってしまい計測不可能になってしまうという問題もある。

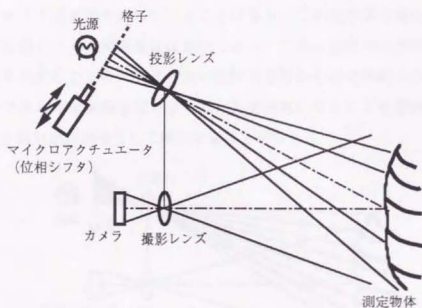


図5. 3 格子パターン投影法

以上を解決するために、図5. 3に示すような格子パターンを測定物体に投影し、この変形状態から三角測量の原理によって形状を算出する格子パターン投影法が報告されている<sup>25)</sup>。さらに、分解能を高めるために縞と縞の間を読み取る必要があり、そのために近年、時間的位相シフト法を利用した高精度化がSrinivasanら<sup>68)</sup>、吉澤ら<sup>25, 69)</sup>、Häuslerら<sup>70)</sup>からそれぞれ異なったアプローチ

で報告され、製品化までなされている。しかしこれらは時間的位相シフトを用いるために多くの画像メモリを必要とし、さらに測定時間を要するために静的な物体のみ計測が可能であるという問題をもっていた。

本章では、以上の問題を解決するために投影される格子をキャリア周波数と考え、空間的に位相シフト（ワンステップ位相シフト）法を施すことによって等位相面を検出し、これによって数十 $\mu\text{m}$ の分解能を持つ3次元形状の精密計測法を試みる。

### 5. 3. 2 ワンステップ位相シフト法による形状計測

図5. 4 (a) に示すように測定物体に白色光源によって格子パターンを投影する。このとき撮影系を投影系の光軸と平行に設定にすると、測定物体が平面の場合には撮影される光強度分布のある断面は図5. 4 (b) のようになる。空間キャリア周波数を持っていることになる。この光学系の場合、平面物体が前後に移動しても空間周波数は変化しない。これは観察系に基準格子を置きモアレ縞を形成したとき、つまり高い空間周波数から幾何学的干渉によって低周波成分である等位相線を取り出したとき等高線になることを意味し、位相は高さ情報と線形的な関係として検出することができる。

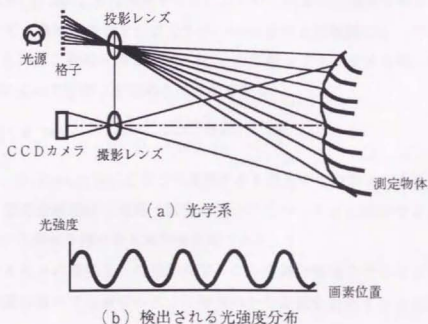


図5. 4 ワンステップ位相シフト法による形状計測

等高線を求めるために、この変形格子パターンをCCDカメラで検出する。この変形格子パターンの空間周波数をCCDカメラの受光面上で格子パターンの縦縞に対して垂直方向の画素列において4画素で1周期になるように調整する。これによって検出される変形格子パターンのパターン方向に垂直な画素列において、1ラインで隣り合う画素がおのおの $\pi/2$ ごとの位相シフトを与えられていると考えることができる。このとき得られる縞パターンの光強度分布は次のように書き表すことができる。

$$I(i, j) = \alpha(i, j) + \gamma(i, j) \cdot \cos \left[ \frac{\pi}{2} \cdot i + \phi(i, j, z) \right] \quad (5.3)$$

ここで、 $i, j$ は格子パターンの縦縞の方向とそれに垂直な方向のCCDの画素の位置であり、 $\alpha(i, j)$ と $\gamma(i, j)$ はバイアス成分と縞のコントラスト成分である。 $\phi(i, j, z)$ は画素位置に対応した変形格子の位相であり、つまり物体の高さ情報を表す。バイアス成分 $\alpha$ とコントラスト成分 $\gamma$ は微小領域内では変化しないと考えられるので式(5.3)を式(5.2)のワンステップシフトを適用すると、全ての画素における位相量は次のように得られる。

$$\phi(i, j) = \tan^{-1} \frac{I(i+2, j) - I(i+1, j)}{I(i, j) - I(i+1, j)} - \frac{\pi}{2} \cdot i \quad (5.4)$$

ここで、 $I(i, j), I(i+1, j), I(i+2, j)$ は連続するCCD上の3画素の光強度である。さらに発展させて、空間周波数をCCDカメラの受光面上で縦縞に対して垂直方向の画素列において1周期8画素( $\pi/4$ ごとの位相シフト)とする様に調整した場合は次式によって位相 $\phi$ を求めることができる。

$$\phi(i, j) = \tan^{-1} \frac{I(i+4, j) - I(i+2, j)}{I(i, j) - I(i+2, j)} - \frac{\pi}{4} \cdot i \quad (5.5)$$

ここで $I(i, j), I(i+2, j), I(i+4, j)$ はCCD上の連続する6画素の1つおきの3画素の光強度である。空間分解能は1周期4画素の場合に比べて半分に減少するが、物体が起伏緩やかな形状を持つなら本手法有効である。

前述の1周期8画素に調整された光学系で、この空間分解能をできるだけ保つために、8画素のなかで連続する3つの画素列から位相を計算すると次式のようなになる。

$$\phi(i, j) = \tan^{-1} \left[ (\sqrt{2} - 1) \cdot \frac{I(i, j) - I(i+2, j)}{2 \cdot I(i+1, j) - I(i, j) - I(i+2, j)} \right] - \frac{\pi}{4} \cdot i \quad (5.6)$$

ここで、 $I(i, j)$ ,  $I(i+1, j)$ ,  $I(i+2, j)$  は連続する CCD 上の 3 画素の光強度である。これは 1 周期 4 画素の場合の空間周波数と同様な分解能を持つ。しかしながら、正弦光強度の一部のみサンプリングすることになるため、同じ CCD カメラの A/D 変換による階調で光強度を検出するとサンプリングする場所によって光強度の変調量の変化が小さいため、1 周期サンプリングに比べて精度が落ちることになる。

計測誤差については時間的位相シフト法と比較する。Hariharan らによって報告<sup>8)</sup> されているように時間的位相シフト法では機械的なシフト誤差は、位相シフトにおけるサンプリング回数を増やすことによって平均化されるので減らすことができる。空間的位相シフト法の場合、サンプリング・データを増加することはより長い連続する画素幅を必要とする。したがって、分解能はより低くなり、反対に色や反射むらなどバイアスやコントラストに起因するノイズの影響をより受ける様になってしまう。そのために、一つの位相量を得るためのサンプリング周期は極力短い方がよい。つまり最低サンプリング数の 3 データである場合が最も良い。

図 5. 4 の投影系および撮影系が平行である光学系は等位相線が等高線となるため解析が容易である。しかしながら、格子パターンを投影したとき撮影系で測定できる範囲が限られてしまう問題がある。そのため図 5. 5 に示す投影系と撮影系のクロス・アクシスの光学系を考える。このとき得られる等位相線は等高線にならない。この場合のワンステップ位相シフト法によって得られた等位相分布から 3 次元形状算出法について幾何学的に述べる。投影系のプロジェクタの投影レンズの主点を P としカメラレンズの主点を C とする。プロジェクタの光軸とカメラの光軸の交点を O とする。基準平面を x 軸の方向にとり、プロジェクタの主点 P とカメラの主点 C の間の距離を  $d$ 、P C から基準面までの距離を  $l$  とする。P 点からの格子像は高さ  $-Z$  をもつ点 A の表面上に投影される。P A が基準面を通る点を Q、A が基準面を通る点を D とする。P A の延長と格子の理想像面と交差する点を A' とする。投影された格子

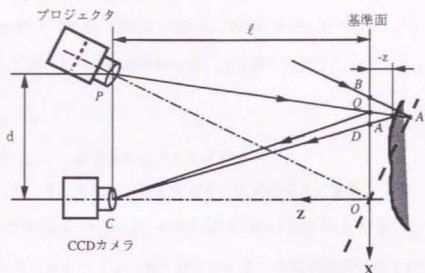


図 5. 5 クロスアキス光学系

PA' 上の全ての点は同じ縞次数を持つ。ここで、テレセントリックの投影系の場合を考えると、点A'を通り直線OPと平行な直線が基準平面と交差する点をBとする。このとき、この直線上の縞次数は等しい。図5.5の基準面上の2点Q, Bは投影された格子の縞次数と同じであることを表す。それらが異なった空間上の点である場合は、それらの間の距離は変形格子の位相のみの関数である。そのため、1周期4画素または8画素の縞のとき参照面上の像をつくる格子パターンは次のように表される。

$$I(x, y) = \alpha(x, y) + \gamma(x, y) \cdot \cos [ 2\pi \cdot f_0 \cdot x + 2\pi \cdot f_0 \cdot QD(z) + 2\pi \cdot f_0 \cdot BQ(x) + 2\pi \cdot \Delta f \cdot x ] \quad (5.7)$$

ここで、 $\alpha(x, y)$ はバックグラウンドによるバイアス成分であり、 $\gamma(x, y)$ は干渉縞のコントラスト成分であり、 $f_0$ は基準面の画素サイズに相当する大きさ $p$ とすると $1/4p$ または $1/8p$ である。QD(Z)は物体表面の高さによる位相変形量を表し、相似の関係より次式のように簡単に表せる。

$$QD(z) = \frac{d \cdot z}{\ell - z} \quad (5.8)$$

BQ(x)はクロスアキス(光軸交差)光学系による基準平面での位相変化分であり、単にxの値のみに依存する。 $\Delta f$ は $f_0$ と平均の空間周波数の周波数差であ

る。ここで、次のような仮定をする。

$$\phi(x, y, z) = 2\pi \cdot f_0 \cdot QD(z) + 2\pi \cdot f_0 \cdot BQ(x) + 2\pi \cdot \Delta f \cdot x \quad (5.9)$$

CCDカメラで検出される画素からの  $x$ ,  $y$  座標へ変化すると、

$$\begin{aligned} x &= p \cdot i, \\ y &= p \cdot j \end{aligned} \quad (5.10)$$

ここで、 $i$ ,  $j$  は画素番地とともに整数

となる。式 (5.7) を用いて書きなおすと次式のようにになる。

$$I(i, j) = \alpha(i, j) + \gamma(i, j) \cdot \cos[2\pi f_0 \cdot p \cdot i + \phi(i, j, z)] \quad (5.11)$$

位相  $\phi$  は式 (5.4) ~ (5.6) から求める。3次元形状は以下に示す様に算出する。式 (5.11) の位相  $\phi$  は次の二つの部分からなる。

$$\phi(i, j, z) = \phi_{\text{object}}(i, j, z) + \phi_{\text{fixed}}(i, j, z) \quad (5.12)$$

ここで、 $\phi_{\text{object}}(i, j, z)$  は真の位相分布であり、 $\phi_{\text{fixed}}(i, j)$  は基準位相である。

したがって、測定物体形状とクロス軸系光学系による変形した位相値は幾何学的関係から分離することが可能になる。格子周波数は物体形状によって変化しないため、クロス軸系光学系の位相は基準平面（高さ分布ゼロ）をまず測定し、基準データ  $\phi_{\text{fixed}}(i, j)$  として位相マップに蓄え、測定物体形状の位相測定後に基準位相マップの引き算をすることによって真の物体位相分布  $\phi_{\text{object}}(i, j, z)$  を得ることができる。光学系の再び調整をしなければ、基準位相データは一定値になるために  $\phi_{\text{object}}(i, j, z)$  はゼロとなり、実際の  $\phi(i, j, z)$  は式 (5.12) の  $\phi_{\text{fixed}}(i, j, z)$  である。したがって、CCD上で1周期4画素となる格子パターンを用いた場合は

$$\phi_{\text{object}}(i, j, z) = 2\pi \cdot \frac{d \cdot z(i, j)}{4p \cdot (\ell - z(i, j))} \quad (5.13)$$

となる。ここで、 $p$  は基準平面上での平均ピッチ、 $\ell$  は測定距離、 $d$  は撮影系カメラと投影系プロジェクタの主軸間の距離である。これによって、ワンステップ位相シフト法から得た位相結果から三次元形状を算出できる。

### 5. 3. 3 ワンステップ位相シフトによる形状計測システム

図5. 6<sup>71), 72)</sup>にワンステップ位相シフトを用いた形状計測システムおよびその装置の写真を図5. 7に示す。光源のハロゲンランプから光をファイバによってプロジェクタに導き、CCD上で1周期4画素または8画素となるような格子像を測定物体に投影する。格子は正弦格子をあらかじめスライドで作製しておき、これを投影した。物体によって変形した格子像はCCDカメラによって取り込まれ、ワンステップ位相シフト方式によってコンピュータで解析する。

光学系の設定の際の誤差は検出した位相に含まれてしまうため、光学系の設定は厳密に行わなければならない。設定は以下の(1)から(4)の順序でおこなう。

#### 1) 観察系 (CCDカメラ) の設定方法

CCDカメラの光軸と基準面を直角に設定する。基準面は以後の設定においても計測においても影響するので、まず最初にこれを厳密に行う必要がある。

基準面上にCCDカメラの光軸方向に対して直角に一定のピッチの格子パターンを描いたものを設置し、それをCCDカメラで撮り込む。この際、理想の格子パターンをモニタ上に描き、この基準面上の画像をモニタ上で重ね合わせる。両格子線によってモアレ縞が発生する。そのモアレ縞が図5. 8に示す

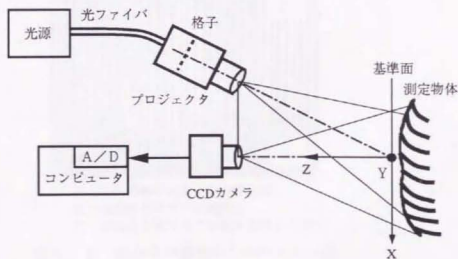


図5. 6 ワンステップ位相シフト法による形状計測

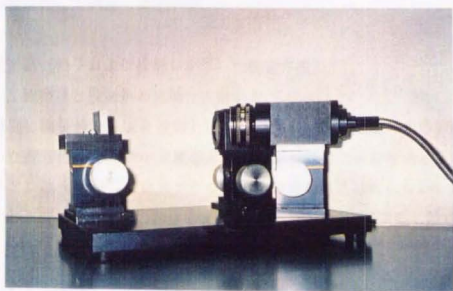
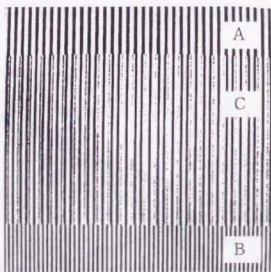


図5.7 システムの外観



- A : 実際の格子パターンの像部分
- B : 理想格子パターン像部分
- C : 重ね合わせてモアレ縞を形成した部分

図5.8 観察系の調整のためのモアレ縞



ように平行かつモアレ縞の間隔が一定になるようにCCDカメラの向きを $x, y, z$  各々の軸に対して調整し設定する。

## 2) 投影系（格子および投影レンズ）の設定方法

次に、観察系と投影系の光軸を設定する。

基準面に格子パターンを投影しCCDカメラで撮り込む。その画像と画面上に描いた理想の格子パターン画像とをモニタ上で重ね合わせる。そのとき発生するモアレ縞が平行（クロス軸スのため等間隔にはならない）になるように格子および投影レンズの向きを $x, y, z$  各々の軸について調整し設定する。

## 3) CCDカメラのレンズと投影レンズの主点の位置の設定方法

CCDカメラのレンズと投影レンズの主点の位置（基準面からの距離）を合わせる方法は以下のように行なう。

図5. 9に示すように、格子パターンの代わりに縦2本のみの縞のパターンを基準面に投影し、そのパターンをCCDカメラで撮り込む。基準面を前後に位置を変え、それぞれの画像を撮り込む。ここでカメラレンズと投影レンズの主点の位置が一致していれば、CCDカメラの縞パターンを前後2平面上で取り

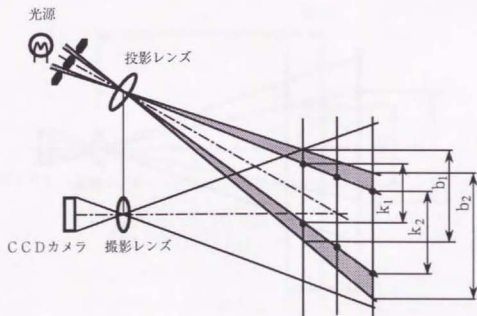


図5. 9 主軸の調整法

込んだときの画像の全領域  $b_1, b_2$  とそれに対するそれぞれの 2 本の縞パターン  
の幅  $k_1, k_2$  の比は変わらない。

$$b_1 : k_1 = b_2 : k_2 \quad (5.14)$$

つまり、撮り込んだそれぞれの画像上で 2 本の縞の間隔は画素に対して等しい  
ことになる。したがって、この間隔が等しくなるように投影レンズの位置を  $z$   
軸方向に調整し設定する。

#### 4) パラメータの決定

三次元座標の算出のためパラメータ  $\ell, d, p$  を決定する。

レンズの主点から基準面までの距離  $\ell$  は、直接測定することはできないので  
次のように求める。図 5.10 に示すように CCD カメラと基準面を既知の量  
前後に移動させ、この移動量  $\ell_1, \ell_2$ 、基準面にあらかじめ印した 2 点間の距離を  $d_1, d_2$   
を測定すると、 $\ell$  は幾何学的な関係から次式によって求められる。

$$\ell = \frac{d_2 \cdot \ell_1 + d_1 \cdot \ell_2}{d_2 - d_1} \quad (5.15)$$

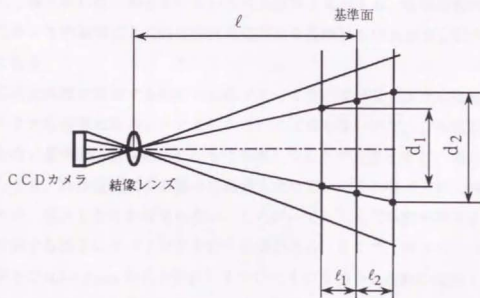


図 5.10 パラメータの決定法

投影レンズとCCDカメラのレンズとの主点間の距離 $d$ はそれぞれの光軸間の距離を測定することによって可能となる。

ピッチ $p$ は基準面における格子パターンの1周期に相当する実際の長さであるが、次のようにして求める。格子を縦横を入れ換えると基準面上の主軸に垂直な方向ではピッチが一定になるので、画像を取込み一断面を取り出してフーリエ変換によってピッチ $P$ を決定することができる。

以上の初期設定をした上で、実際の計測手順は投影する格子パターンのピッチの補正および原点を決めるために格子パターンを基準平面に投影し、CCDカメラで画像を撮り込む。そしてこの基準平面の位相分布をあらかじめ求めておく。

また、あらかじめ格子にマーク（後述）をつけておきこのマークの中心位置をその強度の重心から求め、それを原点としておく。

次に、測定対象物体を設置し、その変形格子像をCCDカメラで撮り込み、位相分布、基準点の位置を求める。位相計算は投影する格子パターンの周期に応じて1周期4画素または1周期8画素の解析法のどちらかを光学系にあわせて選択する。取り込んだ画像を位相計算、位相つなぎの処理をコンピュータで行い、前もって得られている基準平面の位相分布と原点から基準点の変位によって、補正式に従い補正を行ない3次元座標を算出する。位相分布の補正はCCDカメラの画素ごとに物体表面の位相から基準面の位相を差し引くことを行う。

三次元座標を算出するためには式(5.12)で示したように得られた位相データから基準の位相データを引かなければならないので、この位置をあわせるために基準面、物体表面上ともに基準となる点が必要となる。ある縞に注目したとき、物体表面による縞の変形量を求めるにはその縞がどれだけずれているのか、算出しなければならない。したがって、三次元座標を算出するためには投影する格子にラベリングを行う必要がある。そこで、ガラスにマーク（基準面上で $0.3 \times 3 \text{ mm}$ の長方形）をつけたものを格子と同時に投影する。まず基準面を測定し、この位置でのマークの位置（原点）をマークの重心を求めることによって求める。一方、測定したい物体表面上のマークの位置（基準点）を同様に求めることによって物体面上の基準点での座標を算出する。そして、

基準点に対する相対的な位相を求め、基準点から絶対的な座標を算出する。

ここで位相つなぎについて述べる。式(5.5)および(5.6)に示されている位相解析結果は画素ごとに式(5.5)のときは $\pi/2$ または式(5.6)のときは $\pi/4$ のキャリア周波数がのっていることになる。逆正接の計算は分母分子の符号を考慮しても $\pm\pi$ の範囲の不連続値となる。理論的には $2\pi$ とんだとき加減算すればよいことになるが、外乱などによる測定エラーやコントラストの低下などによる誤差を多く含む不良点によっては位相とびを起してしまうことがある。これを防ぐために最適方向追跡位相アンラップ法<sup>11, 12)</sup>を用いた。各画素ごとに位相クオリティを求め、このクオリティのよいところから順に位相とびの補正を行なううえでつなげていく。このときのクオリティの決定は式(5.5)または(5.6)で求めたある画素位置 $i, j$ における位相 $\phi(i, j)$ から隣接する4つの周辺画素との差をとり、位相アンラップのクオリティを次式のように定義する。

$$Q(i, j) = \frac{1}{|\phi(i, j) - \phi(i-1, j)| + |\phi(i, j) - \phi(i+1, j)| + |\phi(i, j) - \phi(i, j-1)| + |\phi(i, j) - \phi(i, j+1)|} \quad (5.16)$$

このクオリティが最も高いところから順に位相の $2\pi$ とびをつないでいき位相補正を行なう。

さらに、投影パターンコントラストが悪かったり、縞パターンが投影されなかったりすることによる位相計測誤差を持つ不良画素の処理を行なう。ある画素位置 $i, j$ における位相 $\phi(i, j)$ において周辺の画素の位相 $\phi$ とすると、そのときの位相変化の許容値を $\delta$ とし以下の関係を満たす隣接画素数をカウントする。

$$\delta < |\phi - \phi_0| < 2\pi - \delta \quad (5.17)$$

理論的に格子に垂直な方向はキャリアのため各画素間は $\pi/2$ の差があることになっているので式(5.17)の条件を満たす画素数の少ないことは不良画素を意味しており、位相アンラップを行なうこともむずかしいので、実際にはこの画素を避けてアンラップを行っている。

### 5. 3. 4 三次元形状計測への適用

今回の測定は  $l$  が 110 mm,  $d$  が 60 mm, 基準面上でのピッチは 0.4 mm の条件で, 24×24 mm の測定範囲での 3 次元形状計測を試みた。

まず, 装置検定のために平面基板と段差ゲージの計測を試みた。図 5. 1 1 に平面基板をステージに取り付け, これを前後に移動させたときの誤差分布を示す。本手法はクロス軸光学系とするので, 基準面から離れてるにしがって誤差が増えていくが, 基準面付近では良好な結果が得られている。これは CCD カメラで検出される格子のピッチが平行光軸光学系なら変わらないが, クロス軸光学系においては変化していくため誤差となってしまうためである。

図 5. 1 2 に 2 章で用いた図 2. 7 の検定用段差ゲージの段差を変えて作製した段差ゲージの検定結果を示す。図 5. 1 2 (a) はワイヤーフレーム表示であり, (b) はその AA' 断面を示す。図 5. 1 2 (b) は実線が本計測法による結果であり, 点線が触針式測定器で計測した結果である。

以上の結果から位相分解能として  $5^\circ$  程度が可能となっており, 24×24mm の測定領域に対して 0.1% の精度を持つこと確認できた。解析領域は  $256 \times 256$  画素であった。

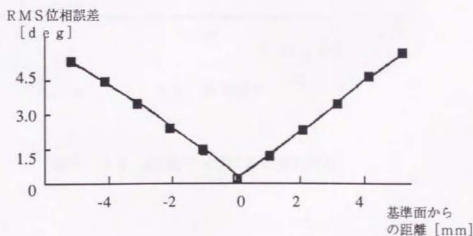
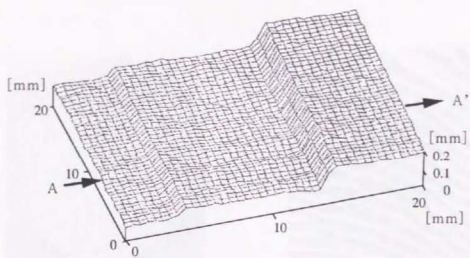
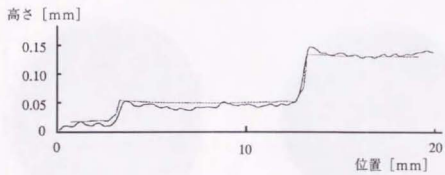


図 5. 1 1 基準平面基板による誤差解析



(a) ワイヤーフレーム表示



(b) AA' 断面表示

図5.12 段差ゲージによる検定結果



(a) 変形格子像



(b) 位相分布



(c) 等高線表示



(d) ワイヤーフレーム表示

図5.13 百円硬貨の計測結果

具体的な解析例として図5.13 (a) に変形格子像を示すような百円硬貨の計測を行った。(b) にワンステップ位相計算後の結果を示す。これは位相を $-\pi$ から $+\pi$ での濃淡表示している。キャリアのため位相とびが生じている。これを位相つなぎを行った後、3次元形状へデータ変換する。(c) にこの3次元形状の等高線表示を示す。さらに、(d) にワイヤーフレーム表示したものを示す。

図5.14 (a) に人体の目尻のしわの計測結果をワイヤーフレーム表示したものを示す。さらに、図5.14 (b) にAA'断面を示す。

こうした結果に見られるように、本手法は $20\mu\text{m}$ の分解能を持つ計測が1画面の変形格子像みで可能になっている。

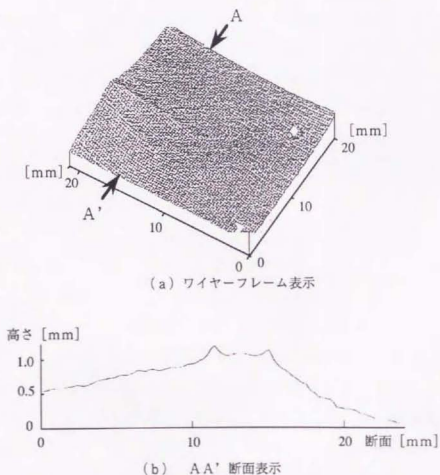


図5.14 しわの測定結果



#### 5. 4 まとめ

本章では位相検出法に2次元位相分布を一画面で計測可能な空間的位相検出法の一つであるワンステップ位相シフト法と格子パターン投影法によって3次元形状計測が可能になった。この手法は1画面の変形格子データのみで解析可能であり動的物体をはじめとする高速の計測が可能である。この分解能は位相分解能として $5^\circ$ 、形状計測に直すと $24 \times 24 \text{ mm}$ の測定範囲で $20 \mu\text{m}$ の分解能と従来の時間的位相シフト法と比べても非常に良好な結果が得られている。さらに、従来のマルチステップ位相シフトに比べて、機械的可動部を持たないため、シフト誤差の影響が無視でき高精度の計測が可能になる。

## 第6章 多重位相シフト方式による位相検出

### 6.1 はじめに

前章までの精密計測においては検出された位相がそのまま最終的な形状値となっている直接計測であった。これに対して本章では検出した位相量からさらに他の値を算出する必要がある“間接測定”への拡張をはかることを行った。その具体例として複屈折があり、この場合にはその大きさと方位の2つのパラメータを求めなければならない。そのため計測対象の位相情報に正弦性を与えて位相検出を複数回行うことによって物理量の検出を可能とした。

こうした考え方によって内部状態を求めるための精密計測に適用するための手法として位相検出を2回行う2次元複屈折分布測定法を新たに提案する。この際の位相検出法は時間的及び空間的位相シフト方式によって行なう。

この際に単純に複数回の位相検出を行うために計測誤差は積算してしまう。そのため、位相検出法を行う際の位相シフト方式に新たに局所サンプリング法を確立ことによって微小な位相検出を可能とし、高精度な計測を実現した。さらに、計測時間の短縮化への試みとして空間的位相検出法であるワンステップ位相シフト方式を導入した2次元複屈折分布測定法についての検討する。

さらに、この2次元複屈折分布計測の応用として磁性流体を利用しての2次元磁場分布計測についても述べる

### 6.2 多重位相シフト方式による複屈折計測

#### 6.2.1 複屈折計測

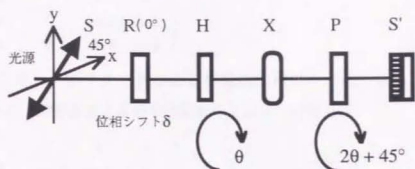
オプトエレクトロニクスの発展と共に様々な分野でガラスや透明プラスチックおよび結晶などの光学部品および光デスクや薄膜などが利用されている。これらの利用にあつては形状が複雑化、特殊化し、また大型化しており、その内部に残留する応力歪による微小複屈折が問題になっており、その高精度な測定法が求められている。さらに、またこうした光学素子にあつては電気光学効果や磁気光学効果によって生じる複屈折量をとらえたいという要求もある。複屈折の測定ではその大きさのみならず主軸方位（進相軸または遅相軸方位）の決定も要求されている。一般に物質表面の複屈折の測定には古くからエリブソ

メータによる測定法が知られている<sup>74)</sup>。一方、従来の物質内部の複屈折測定法には、現在でも歪み計として使われているバビネソレイユ補償器を用いた方法、あるいは1/4波長板によって偏光の補償を行なうセナルモン法などの偏光補償法<sup>84)</sup>がある。しかしながら、これらの測定における角度の検出感度は数度程度と低く、再現性にも問題があった。さらに、測定試料を回転させてあらかじめ主軸方位を測定器の主軸に合わせておく必要があった。その後、高分解能をもち自動的に複屈折を測定する手法として持田による光弾性素子を用いた位相変調法<sup>75)</sup>や梅田、高和による周波数安定化横ゼーマンレーザを用いた光ヘテログイン法による計測法<sup>76)</sup>が報告されている。しかしながら、これらの手法はいずれもが点計測であるため複屈折の2次元分布をとらえるには試料または光学系を走査させなければならず装置が大がかりになり、なおかつ長い測定時間を要するものであった。これらの問題を解決するために、最近になって複屈折の2次元分布の測定法として岡らによってフーリエ変換によるヘテログイン検出法による手法<sup>77)</sup>や野口らによるエリブソメトリーにおける回転検光子法の2次元への応用した手法<sup>78)</sup>が報告されている。いずれの方法も2次元複屈折分布が計測できるが分解能や精度の点では問題を持っている。

本研究では、こうした2次元複屈折分布の測定方法について報告する。まず、時間的位相検出法である位相シフト法による2次元複屈折計測法について述べ、次に、液浸法を利用した光学部品計測への適用、2次元磁場計測への応用および高精度化のための局所サンプリング法について述べた後、高速化の試みとして空間的位相検出法であるワンステップ位相シフト法を用いた2次元複屈折計測法について述べる。

## 6. 2. 2 複屈折測定法

第3章で述べたように、一般に複屈折性を持つ厚さ $d$ の試料の軸方向に振動する2つの直交偏光の間には複屈折位相差 $\Delta\theta$ が起こる。この関係は複屈折の大きさ $\Delta n$ 、光源の波長 $\lambda$ とすると式(3.8)より



R : リターダ H : 半波長板 X : 測定試料 P : 検光子 S' : 検出器

図 6. 1 複屈折計測のための光学系

$$\Delta \theta = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \Delta n \quad (6. 1)$$

ここで、

$$\Delta n = n_{\perp} - n_{\parallel}$$

となる。

図 6. 1 に複屈折測定のための光学素子の配置<sup>79, 80)</sup>を示す。これは直線偏光の光源、x 軸方向 (0°) に主軸をもち入射した光波の x 成分と y 成分の間に任意の位相差を与えるためのリターダ (retarder)、偏光状態を回転させるための半波長板、測定試料、偏光子および検出器からなる。光源からの直線偏光は xy 軸の方向に対して 45° の方位にリターダに入射する。リターダを出た光波は半波長板に入射するが、半波長板を  $\theta$  回転させることによって試料への入射楕円偏光の主軸方位を  $2\theta$  変化させることができる。この光波が測定試料を透過することによって複屈折の影響を受け位相変化が生じ、楕円偏光状態が変化する。さらに、半波長板によって回転した光波の楕円偏光の主軸方位と直交する方位に偏光子を設置して偏光干渉させる。

この干渉縞の位相差を検出するために、参照位相変化をリターダで与えることを考える。各光学素子に対するミューラ行列<sup>53, 54, 74)</sup>によってストークス・パラメータを計算する。リターダのミューラ行列を R とすると、

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

となる。ここで、 $\delta$  はリターダによる複屈折位相差、主軸方位は  $x$  軸方向 ( $0^\circ$ ) である。回転角  $\theta$  ときの半波長板のミューラ行列  $H$  は

$$H = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\theta & \sin 4\theta & 0 \\ 0 & \sin 4\theta & -\cos 4\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

となる。主軸 (進相軸) 方位  $\phi$ 、複屈折位相差  $\Delta$  の測定試料  $X$  は次式のように表される。

$$X = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - (1 - \cos \Delta) \sin^2 2\phi & (1 - \cos \Delta) \sin 2\phi \cdot \cos 2\phi & -\sin \Delta \sin 2\phi \\ 0 & (1 - \cos \Delta) \sin 2\phi \cdot \cos 2\phi & 1 - (1 - \cos \Delta) \cos^2 2\phi & \sin \Delta \cos 2\phi \\ 0 & \sin \Delta \sin 2\phi & -\sin \Delta \cos 2\phi & \cos \Delta \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

ここで、 $\Delta$  は  $\Delta \ll 1$  がなり立つ程度に小さいとすると式 (6.4) は次式のように簡略化できる。

$$X = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -\Delta \sin 2\phi \\ 0 & 0 & 1 & \Delta \cos 2\phi \\ 0 & \Delta \sin 2\phi & -\Delta \cos 2\phi & 1 \end{bmatrix} \quad (6.5)$$

偏光干渉を得るために検光子  $P$  の主軸が試料への入射楕円偏光の主軸方位に対してつねに直交方向に保つようにする。このときの入射光、半波長板、試料および検光子の主軸方位の関係は図 6.2 の様な関係をもつ。測定試料への入射楕円偏光の主軸の回転は半波長板によって行なっているの、この回転角  $\theta$  を基準とする。半波長板の回転に対して入射楕円偏光の主軸方位は  $2\theta$  回転するので、偏光干渉を得るためには検光子の方位は  $2\theta + 45^\circ$  回転させなければならない。したがって、検光子のミューラ行列  $P$  は次のようになる。

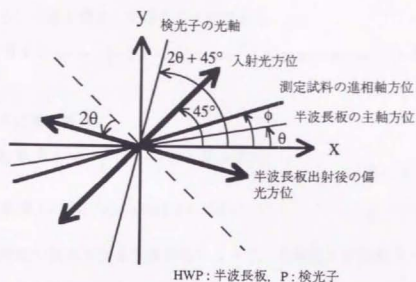


図 6. 2 入射光と各光学素子の主軸の関係

$$P = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -\sin 4\theta & \cos 4\theta & 0 \\ -\sin 4\theta & \sin^2 4\theta & -\sin 4\theta \cos 4\theta & 0 \\ \cos 4\theta & -\sin 4\theta \cos 4\theta & \cos^2 4\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.6)$$

リターダへの入射光は $45^\circ$  直線偏光であるから、

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.7)$$

と表され、得られる偏光干渉縞強度は

$$S' = \begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} \quad (6.8)$$

となる。以上の関係はストークス・パラメータによって次式のように表すことができる。

$$S' = P \cdot X \cdot H \cdot R \cdot S \quad (6.9)$$

測定試料の複屈折位相差 $\Delta$ が十分小さいときに得られる偏光干渉縞は式(6.9)に式(6.2) (6.3) (6.5) ~ (6.8)を代入して計算すると式(6.8)の第1項として得ることができる。

$$I(\Delta, \phi, \theta, \delta) = s_0 = \frac{1}{2} (1 - \cos \{ \tan^{-1} [\Delta \cos(4\theta - 2\phi)] + \delta \}) \quad (6.10)$$

これを次式のように書き改める。

$$I(\Delta, \phi, \theta, \delta) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Phi + \delta)] \quad (6.11)$$

$$\Phi(\Delta, \phi, \theta) = \tan^{-1} [\Delta \cos(4\theta - 2\phi)] \quad (6.12)$$

したがって、入射光の偏光方位を半波長板によって、光軸回りに回転させたと、半波長板の主軸方位の回転角 $\theta$ と位相差 $\Phi(\Delta, \phi, \theta)$ の関係は半波長板の1回転に対して4周期だけ正弦状に変化する。このとき入射楕円偏光の主軸方位が測定試料の主軸と一致したときに最大の位相差になる。したがって、振幅の値が試料の複屈折位相差 $\Delta$ になり、初期位相の $1/2$ が主軸(進相軸)方位 $\phi$ になる。

位相 $\Delta$ と方位 $\phi$ の検出には2段階の位相シフト法を用いる。まず半波長板の回転による $\Phi$ の周期を0から $2\pi$ の間で等間隔にM段階変化させて、この各々の場合の半波長板の主軸方位 $\theta$ における試料の複屈折による位相変化 $\Phi$ を測定する。リターダを位相変化 $\delta$ を与える位相シフタとして利用し、位相 $\delta$ を0から $2\pi$ の間で等間隔にN段階変化させて位相シフトを行えば、式(6.12)の位相変化量 $\Phi(\Delta, \phi, \theta)$ を求めることができる。

ここで、半波長板の主軸方位 $\theta$ およびリターダの位相変化 $\delta$ を

$$\left. \begin{aligned} \theta_j &= \frac{\pi}{2M} \cdot j & (j = 0, 1, \dots, M-1) \\ \delta_i &= \frac{2\pi}{N} \cdot i & (i = 0, 1, \dots, N-1) \end{aligned} \right\} \quad (6.13)$$

とし、

$$I_{ij}(\Delta, \phi) = I(\Delta, \phi, \theta_j, \frac{2\pi}{N} i) \quad (6.14)$$

とすると,

$$\Phi(\Delta, \phi, \theta_j) = \tan^{-1} [\Delta \cdot \cos(4\theta_j - 2\phi)] \quad (6.15)$$

とおいて,

$$\Phi(\Delta, \phi, \theta_j) = \tan^{-1} [\Delta \cdot \cos(4\theta_j - 2\phi)] = -\tan^{-1} \frac{\sum_{i=1}^{N-1} I_{ij} \sin \delta_i}{\sum_{i=1}^{N-1} I_{ij} \cos \delta_i} \quad (6.16)$$

となる。\$\delta\_i\$ を変化させて \$I\_{ij}\$ を測定すれば \$\Phi(\Delta, \phi, \theta\_j)\$ が求められる。測定精度とサンプリング数の点からサンプリング数が位相シフトを \$0, \pi/2, \pi, 3/2\pi\$ の4点で行ったときの4ステップ位相シフト法を用いると式(6.16)は

$$\Phi(\Delta, \phi, \theta_j) = \tan^{-1} [\Delta \cdot \cos(4\theta_j - 2\phi)] = \tan^{-1} \frac{I_{1j} - I_{3j}}{I_{0j} - I_{2j}} \quad (6.17)$$

となる。したがって、式(6.17)の \$\Phi\$ を次式のように \$\Phi'\$ で書き直すと

$$\Phi'(\Delta, \phi, \theta_j) = \Delta \cdot \cos(4\theta_j - 2\phi) = \frac{I_{1j} - I_{3j}}{I_{0j} - I_{2j}} \quad (6.18)$$

となる。

次に、\$\Phi(\Delta, \phi, \theta\_j)\$ から主軸方位 \$\phi\$ と複屈折位相差 \$\Delta\$ を求める。式(6.18)の位相変化量 \$\Phi'\$ は、半波長板の回転角 \$\theta\$ が1回転に対し、4周期正弦状に変化する。したがって、この半波長板の主軸方位角 \$\theta\$ と位相変化量 \$\Phi'\$ の関係はもう一度位相シフトを行なうことによって、複屈折の主軸方位 \$\phi\$ および複屈折位相差 \$\Delta\$ を得ることができる。

ここで、

$$\Phi'_j(\Delta, \phi) = \Phi'(\Delta, \phi, \frac{\pi}{2M}j) \quad (6.19)$$

とすると、主軸(進相軸)方位 \$\phi\$ および複屈折位相差 \$\Delta\$ は次式のようになる。



$$\phi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\sum_{j=1}^{M-1} \Phi'_j \sin \theta_j}{\sum_{j=1}^{M-1} \Phi'_j \cos \theta_j} \quad (6.20)$$

$$\Delta = \sqrt{\left(\frac{2}{M} \sum_{j=1}^{M-1} \Phi'_j \sin \theta_j\right)^2 + \left(\frac{2}{M} \sum_{j=1}^{M-1} \Phi'_j \cos \theta_j\right)^2} \quad (6.21)$$

$\theta_j$ を変化させて $\Phi'_j$ を測定すれば複屈折位相差 $\Delta$ および主軸方位 $\phi$ が求められる。この場合も、測定精度とサンプリングのためのメモリの問題からサンプリングは $\theta_j$ が $0, \pi/2, \pi, 3/2\pi$ の4ステップ法を用いると、

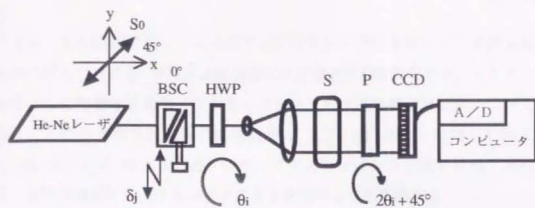
$$\phi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\Phi'_1 - \Phi'_3}{\Phi'_0 - \Phi'_2} \quad (6.22)$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \sqrt{(\Phi'_1 - \Phi'_3)^2 + (\Phi'_0 - \Phi'_2)^2} \quad (6.23)$$

したがって、式(6.18) (6.22) (6.23)を用いることによって計16画面によって複屈折分布を計測することができる。

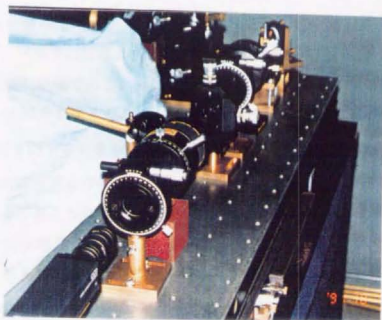
### 6.2.3 2次元複屈折測定

図6.3(a)に実験光学系<sup>8,11)</sup>およびその装置の写真を(b)に示す。リターダはバビネ・ソレイユ補償器を使用した。光源は波長 $\lambda$ が633nmのHe-Neレーザを使用し、この直線偏光をバビネ・ソレイユ補償器の主軸に対して $45^\circ$ の方位で入射させる。測定試料に入射させる際、半波長板によって入射楕円偏光の主軸方向を回転させる。このとき検光子はつねに試料への入射楕円偏光の主軸方向に対して直交する方位に設置する。半波長板により入射楕円偏光の主軸方向は半波長板の回転角の2倍回転する。そのため検光子は半波長板の回転角の2倍回転させる。検光子を透過することによって生じた干渉縞の光強度分布を $768 \times 493$ 画素のCCDカメラによって検出し、フレームメモリによって $256 \times 256$ 画素8ビットの階調の画像データとしてコンピュータに取り込み演算を行なう。



BSC : バビネ・ソレイユ補償器      HWP : 半波長板  
 S : 測定試料                              P : 検光子  
 C : CCDカメラ

(a) 実験光学系



(b) システムの外観

図 6. 3 2次元複屈折分布計測システム

測定中のHe-Neレーザの光強度変化の測定精度への影響はレーザの光強度の変動が0.2%以下であるので、CCDカメラのグレーレベル1以下となり無視できる。

今回、2段階の位相シフト法はともに4ステップ法を用いた。半波長板の回転角に対してバビネ・ソレイユ補償器により参照位相を変化させ、4ステップの画像から位相量を求める。これを4ステップの半波長板の回転角についておこなう。このときの半波長板の回転角が0, 22.5, 45, 67.5° に対して検光子が0, 45, 90, 135° のときの各々に対して4ステップシフト法で位相を求め、合計16枚の画像からコンピュータにより複屈折分布を算出する。

#### 6. 2. 4 精度検定

この測定系の精度および測定限界を確認するために試料として位相シフタとは別に校正されたバビネ・ソレイユ補償器を用意し、複屈折位相差 $\Delta$ および主軸方位 $\phi$ をおのおおの変化させ、その結果について検討を行なった。まず、主軸方位を一定(0°)として、バビネ・ソレイユ補償器のマイクロメータによって複屈折位相差 $\Delta$ を変化させた。このときの本手法の位相の測定結果の関係を図6.4に示す。グラフの直線はバビネ・ソレイユ補償器の校正値を表し、黒丸は本測定による測定結果である。複屈折位相差 $\Delta$ が5度以下については、このシステムの最小分解能を得るためにバビネ・ソレイユ補償器のマイクロメータを10 $\mu$ mごとに送り測定を行なった。この場合、 $\pm 1^\circ$ のばらつきが見られる。この原因は複屈折位相差 $\Delta$ の変化がバビネ・ソレイユ補償器のマイクロメータの機械的送りによって与えられることに起因すると考えられる。バビネ・ソレイユ補償器では複屈折位相差 $\Delta$ はくさび型結晶を移動させることによって結晶の厚みを変化させて与えている。この結晶の移動にガイドとマイクロメータヘッドによる機構が用いられており、10 $\mu$ mオーダの移動時に酔歩が起これば結晶の厚み変化、つまり複屈折位相量の変化が生じていると考えられる。同様なことは位相シフタとしてのバビネ・ソレイユ補償器にも言えるがこのことは後述する。総合的に再現性および分解能の点からも $\pm 1^\circ$ 程度の分解能になっていると考えられる。

複屈折位相差  
[deg.]

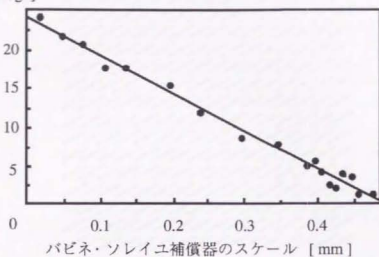


図6. 4 バビネ・ソレイユ補償器による  
複屈折位相差精度検定結果

主軸方位 [deg.]

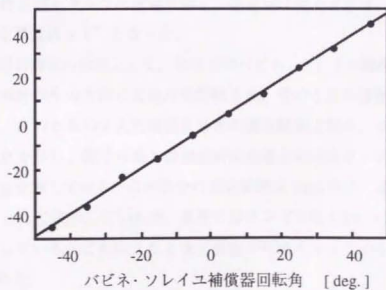


図6. 5 バビネ・ソレイユ補償器による  
主軸方位精度検定結果

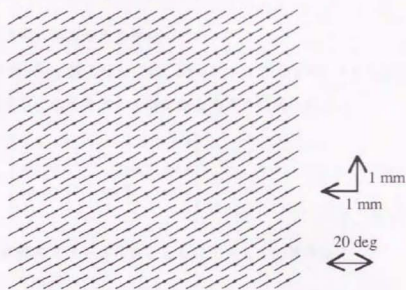


図 6. 6 バビネ・ソレイユ補償器の  
2次元複屈折分布測定結果

同様に、主軸方位を求めた結果を図 6. 5 に示す。この場合もバビネ・ソレイユ補償器の校正値をグラフの直線で示し、測定値は黒丸で示す。この結果より主軸角の測定精度は $\pm 1^\circ$ となった。

2次元複屈折測定の結果として、先ほどのバビネ・ソレイユ補償器に x 軸に対して $30^\circ$  反時計回りの方向に主軸方位回転させ、そのときの複屈折位相差を約 $15^\circ$ とした。このときの2次元複屈折分布の測定結果を図 6. 6 に示す。図の黒丸は測定点を示し、線分の長さが複屈折位相差 $\Delta$ の大きさ、方向は主軸（進相軸）方位 $\phi$ を表している。この場合の測定範囲は $7\text{mm}$ 角で、表示はサンプル数を $16 \times 16$ として表示しているが、実際にはサンプル数が $256 \times 256$ 点での計測が可能となっている。これにより2次元測定が可能となっており、本手法の有効性が示された。

#### 6. 2. 5 光学素子の設定誤差解析

本手法の誤差について理論的に検討する<sup>80, 81)</sup>。図 6. 1 における光学素子の設定誤差の原因として、入射光の偏光方向、バビネ・ソレイユ補償器の方位、

半波長板の位相誤差，半波長板の方位ずれ，検光子の初期方位の設定誤差および複屈折位相差の近似による誤差について検討を行なう。

1) 入射光の偏光方位に誤差がある場合

入射光の偏光方位  $\Theta$  が  $xy$  軸に対して  $45^\circ$  から  $\varepsilon$  ずれて  $\Theta = 45^\circ + \varepsilon$  になったときの誤差量を計算する。このときの入射光は次のように表される。

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\Theta \\ \sin 2\Theta \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ -2 \sin \varepsilon \cdot \cos \varepsilon \\ \cos^2 \varepsilon - \sin^2 \varepsilon \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.24)$$

これを式 (6.9) に他のミューラ行列とともに代入して計算すると

$$I = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\varepsilon \cos \{ \tan^{-1} [\Delta \cos (4\theta - 2\phi)] + \delta \}) \quad (6.25)$$

となる。入射光の偏光方位のずれは偏光干渉縞の光強度の変化は起こすが，位相量の変化は起こらない。しかしながら，この入射光のずれは，干渉縞のコントラストの変化につながるため位相シフトによって位相検出する時の量子化の誤差という別の問題が生じる。しかしながら，あらかじめコントラストが最大になるように入射光の偏光方向を  $xy$  軸に対して  $45^\circ$  に設定することによって測定上問題は生じない。

2) バビネ・ソレイユ補償器の主軸方位ずれがある場合

バビネ・ソレイユ補償器の主軸方位が  $\varepsilon$  ずれたとするとこのミューラ行列は式 (6.2) から次のように表される。

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - (1 - \cos \delta) \sin^2 2\varepsilon & (1 - \cos \delta) \sin 2\varepsilon \cos 2\varepsilon & -\sin \delta \cos 2\varepsilon \\ 0 & (1 - \cos \delta) \sin 2\varepsilon \cos 2\varepsilon & 1 - (1 - \cos \delta) \cos^2 2\varepsilon & \sin \delta \cos 2\varepsilon \\ 0 & \sin \delta \cos 2\varepsilon & -\sin \delta \cos 2\varepsilon & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (6.26)$$

これを用いて式 (6.9) に他の光学素子のミューラ行列とともに代入して解

くと、得られる偏光干渉縞の光強度は

$$I = \frac{1}{2} \cos^2 2\varepsilon \left[ 1 - \cos \left\{ \frac{\Delta}{\cos 2\varepsilon} \cos (4\theta - 2\phi) + \delta \right\} \right] \quad (6. 27)$$

となる。つまり、バビネ・ソレイユ補償器の主軸方位角のずれはコントラストの劣化とともに得られる複屈折位相差は実際の値の  $1/\cos 2\varepsilon$  倍になるので、設定には注意を要する。しかしながら、バビネ・ソレイユ補償器の方位を  $\pm 1^\circ$  以内に設定することにより、複屈折位相差の測定誤差は  $1/410$  程度となり、実用上問題は無い。さらに、計測される主軸方位はバビネ・ソレイユ補償器の主軸方位のずれにはまったく依存しない。

### 3) 半波長板の位相誤差

半波長板が位相誤差  $\varepsilon$  を持ったとすると式 (6. 4) で  $\Delta = \pi + \varepsilon$ ,  $\phi = \theta$  よりこのミューラ行列  $H$  は次のようになる。

$$H = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - (1 + \cos \varepsilon) \sin^2 2\theta & (1 + \cos \varepsilon) \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin \alpha \sin 2\theta \\ 0 & (1 + \cos \varepsilon) \sin 2\theta \cos 2\theta & 1 - (1 + \cos \varepsilon) \cos^2 2\theta & -\sin \alpha \cos 2\theta \\ 0 & -\sin \alpha \sin 2\theta & \sin \alpha \cos 2\theta & -\cos \alpha \end{bmatrix} \quad (6. 28)$$

これを用いて式 (6. 9) に他の光学素子のミューラ行列とともに代入して解くと、得られる偏光干渉縞の光強度は

$$I = \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \left\{ \tan^{-1} \left[ \frac{\Delta \cos (4\theta - 2\phi) + \varepsilon \cos 2\theta}{\sin 2\theta} \right] + \delta \right\} \right) \quad (6. 29)$$

この場合、半波長板のもつ位相誤差  $\varepsilon$  は位相シフトを行うための半波長板の回転に対して倍の周期でかつ振幅  $\varepsilon$  の正弦状の誤差を含むことになる。

半波長板の位相誤差を調べるために図 6. 7 に示す光ヘテロダイン法<sup>23)</sup>によって位相測定を行った。この光学系は図 6. 1 と同様であるが、位相が位相計によって直接計測可能であるためバビネ・ソレイユ補償器を必要としない。ここにサンプルを挿入せず、つまり複屈折位相差 0 の状態で位相測定を行った。半波長板の位相差は結晶の厚みで決まるためにこのばらつきは大きい。そのため

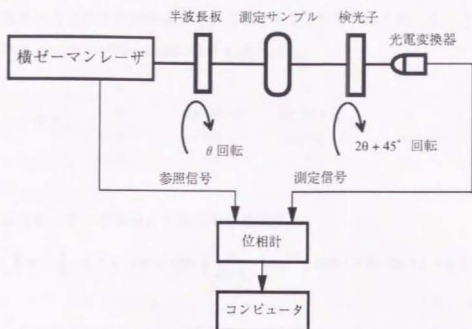


図 6. 7 半波長板精度検定のための光ヘテロダイン法による複屈折計測<sup>74)</sup>

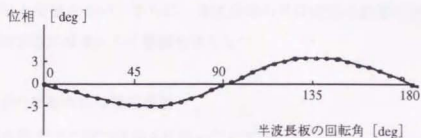


図 6. 8 半波長板の回転による位相誤差

本研究では水晶の半波長板を使用し、手元の中から最も誤差の少ないものを使用した。今回用いた半波長板の回転角と位相変化の様子を測定した結果を図 6. 8 に示す。この結果、本実験に用いた半波長板は  $3^\circ$  の位相誤差となった。この程度の誤差は決して小さいとはいえないが今回の複屈折位相差の分解能の  $\pm 1^\circ$  には実用上問題ない。



#### 4) 半波長板に方位ずれがある場合

半波長板の方位にずれがあるとき、このずれ量を $\epsilon$ とすると式(6.3)の半波長板のミューラー行列Hは次のように表される。

$$H = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(4\theta + \epsilon) & \sin(4\theta + \epsilon) & 0 \\ 0 & \sin(4\theta + \epsilon) & -\cos(4\theta + \epsilon) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (6.30)$$

これと式(6.9)の関係より偏光干渉縞強度は

$$I = \frac{1}{2} (1 - \cos \epsilon \cdot \cos \left\{ \frac{\Delta}{\cos \epsilon} \cdot \tan^{-1} [\cos(4\theta - 2\phi)] + \delta \right\}) \quad (6.31)$$

となる。これはバビネ・ソレイユ補償器の方位ずれと同様に、式(6.31)によって得られる複屈折位相差は実際の値の $1/\cos \epsilon$ 倍になると同時にコントラストも減少する。しかしながら、実用上可能である半波長板の方位設定の $\pm 1^\circ$ 以内にすることによって、この誤差は $1/1640$ となり無視できる程度に小さい値になり、実用上問題がない。さらに、半波長板の方位設定の誤差は計測したい複屈折の主軸方位にはまったく影響を与えない。

#### 5) 検光子の初期方位の設定誤差

検光子が初期方位の設定誤差 $\epsilon$ を持ったとすると式(6.6)のミューラー行列Pは

$$P = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -\sin(4\theta+2\epsilon) & \cos(4\theta+2\epsilon) & 0 \\ -\sin(4\theta+2\epsilon) & \sin^2(4\theta+2\epsilon) & -\sin(4\theta+2\epsilon)\cos(4\theta+2\epsilon) & 0 \\ \cos(4\theta+2\epsilon) & -\sin(4\theta+2\epsilon)\cos(4\theta+2\epsilon) & \cos^2(4\theta+2\epsilon) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.32)$$

となる。これを式(6.9)に代入して偏光干渉縞強度を計算すると

$$I = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\varepsilon \cdot \cos \{ \frac{\Delta}{\cos 2\varepsilon} \cdot \tan^{-1} [ \cos (4\theta - 2(\varepsilon + \phi)) ] + \delta \} )$$

(6. 33)

となる。これは検光子の初期方位の設定誤差をもつと偏光干渉縞のコントラスト、複屈折位相差および主軸方位の全てに影響を及ぼすことになる。半波長板の方位ずれと同様に初期設定において $1^\circ$ 以内に設定を行うことによって、計測される複屈折位相差が $1/1640$ および主軸方位を $1^\circ$ 以下とすることができる。実際には $0.2^\circ$ 程度までには調整可能であるので、実用上問題がない程度まで低減できる。

#### 6) 複屈折位相差の近似による誤差

式(6. 5)で用いた複屈折位相差が $\Delta \ll 1$ がなり立つ程度に小さいという近似による誤差について考える。ここで測定試料のミューラ行列を複屈折位相差が十分小さいという近似を用いない式(6. 4)によって計算を行う。これを他の光学素子のミューラ行列とともに式(6. 9)に代入して偏光干渉縞強度をもとめると

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} (1 - C_1 \cos \delta + C_2 \sin \delta) \\ &= \frac{1}{2} [1 - C_3 \cos (C_4 + \delta)] \end{aligned} \quad (6. 34)$$

ここで

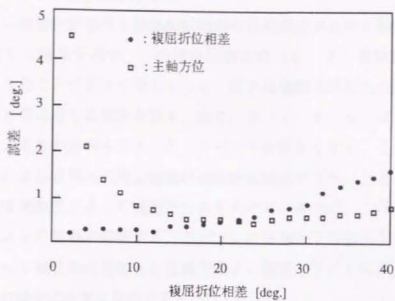
$$C_1 = 1 - (1 - \cos \Delta) \cos^2 (4\theta - 2\phi)$$

$$C_2 = \sin \Delta \cos (4\theta - 2\phi)$$

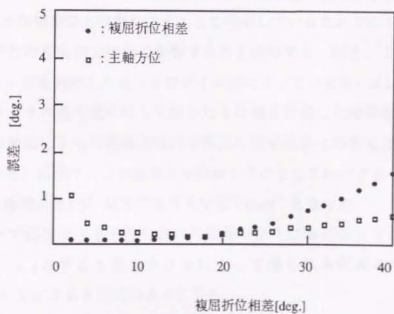
$$C_3 = \sqrt{C_1^2 + C_2^2}$$

$$C_4 = \tan^{-1} (C_2 / C_1)$$

となる。これにより複屈折位相差 $\Delta$ および主軸方位 $\phi$ を設定したときの理論的な光強度を式(6. 34)より求める。複屈折位相差と主軸方位を求めるときの近似による誤差は式(6. 34)で4ステップの位相シフトを行っているので $\pi/2$ ごとにシフトした光強度から式(6. 18), (6. 22), (6. 23)の近似によってもとまる複屈折位相差 $\Delta$ および主軸方位 $\phi$ との差をとることによって理論計算を行った。光強度は実際の計測においてはCCD



(a) 8ビットの階調の場合



(b) 10ビットの階調の場合

図 6. 9 複屈折位相差近似による誤差の影響

カメラを用いるため、今回の理論計算も式(6.34)で得られる結果を8ビットと10ビットで量子化を行った。

図6.9に複屈折位相差と複屈折位相差の位相誤差および主軸方位の誤差について計算した結果を示す。この位相誤差は式(6.4)複屈折位相差 $\Delta$ を $\Delta \ll 1$ としたことによって生じている。黒丸は複屈折位相差の誤差の様子、四角は主軸方位に生じる誤差を表す。図6.9(a)と(b)はCCDカメラの量子化によるおのおの8ビットと10ビットの場合を示す。これらの結果からこの手法による複屈折の測定範囲は複屈折位相差で $3.5^\circ$ と考えられる。さらに本手法は光強度によって複屈折分布を求めているので、この測定においてはCCDカメラの階調が影響する。8ビットの階調を10ビットの階調に変えることによって複屈折位相差 $\Delta$ と主軸方位 $\phi$ の誤差は $1/4$ に減少することができ、誤差の減少に非常に有効である。

#### 7) バビネ・ソレイユ補償器による位相シフト誤差

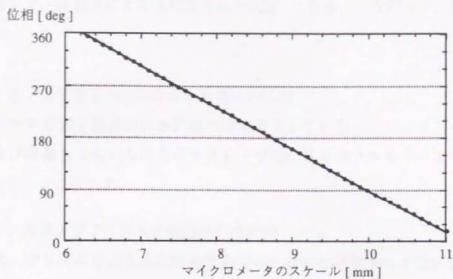
図6.4にバビネ・ソレイユ補償器の位相測定誤差の結果を示したが、このバビネ・ソレイユ補償器を位相シフタとして利用しているためここで生じているシフト誤差がどの程度測定結果に影響するかを検討する。図6.10(a)に横ゼーマンレーザを利用した光ヘテロダイン法によってバビネ・ソレイユ補償器のマイクロメータの送り量に対して得られる位相を計測した結果を示す。この結果を最小自乗法によって直線方程式を算出し測定結果との差をとった結果を図6.10(b)に示す。この結果より位相シフタとしてのバビネ・ソレイユ補償器のシフト精度は $\pm 0.5^\circ$ 以下でありRMSで $0.25^\circ$ となった。

4ステップ位相シフトでおのおのの位相シフトにおけるシフト誤差が $\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ とすると位相シフトによって得られる位相 $\Phi$ の誤差 $\Delta\Phi$ はSchwider<sup>8,2)</sup>らによると次式ようになる。

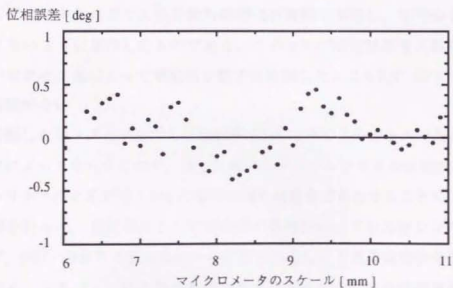
$$\Delta\Phi = \tan^{-1} \frac{(\epsilon_0 + \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3) - (\epsilon_0 - \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3) \cos 2\Phi}{4 - (\epsilon_0 - \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3) \sin 2\Phi} \quad (6.35)$$

シフト誤差がおのおの同じ誤差をもつとすると

$$\Delta\Phi = \tan^{-1} \epsilon \quad (6.36)$$



(a) 光ヘテロダイン法によるバビネ・レイユ補償器の  
マイクロメータの送り量と位相の関係



(b) バビネ・レイユ補償器のマイクロメータの送り量に対する  
位相変化の線形性からの誤差

図 6. 10 バビネ・レイユ補償器のシフト誤差について

と書き換えることができる。図6. 10よりシフト誤差は $\epsilon=0.25^\circ$ であるから、位相シフトに誤差による位相誤差は $\pm 0.23^\circ$ となる。したがって、実用上問題がない。

## 6. 2. 6 光学素子の複屈折分布計測への応用

本手法を光学素子複屈折分布計測への適用としてレンズとペンタダハ・プリズムおよび核融合に用いられるガラスレーザ用のネオジウムをドープしたレーザガラスロッドを試みる。

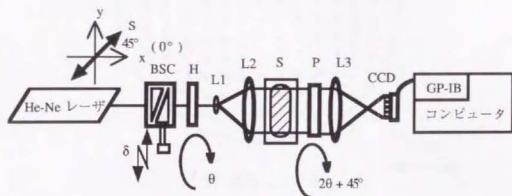
### (1) レンズおよびプリズムの複屈折分布計測

レンズ、プリズムなど入射面が平面でない試料や研磨されていない試料は光線の入出射によって屈折が起こってしまったり散乱してしまうために図6. 3の光学系そのままでは計測できないので、図6. 11に示すように液浸法を導入して計測を行う<sup>8,11)</sup>。この液浸法は入射面が平行のセルに測定試料と屈折率が等しいオイルで満たし測定試料を入れ計測を行う。このセルは今回、十分に注意してアニールしたガラス板を紫外線硬化性樹脂で接着し、応力つまり複屈折が生じないように製作したものである。このセルが測定試料を入れない状態で光ヘテロダイン法によって複屈折を数カ所計測したところ $0.5^\circ$ 以下であり、実用上問題がない。

今回計測したレンズとプリズムは屈折率1.515のBK7のガラスである。屈折率は温度によって変化するので、液浸に用いるマッキングオイルは屈折率1.553の磷酸トリトリルと屈折率1.468の落花生油を適量混ぜあわせることにより調整して計測を行った。測定試料として研磨前の直径25mmプレス材レンズを用いた。まず、 $550^\circ$ のガラス転移温度から室温へ急冷したときの複屈折分布を計測した。図6. 12(a)にこのとき用いたオリジナルの偏光干渉縞画像の1例を、(b)にここで得られた複屈折分布を示す。黒丸は測定点を表し、線分の長が複屈折位相差の大きさ、線分の方が進相軸方位を表す。これによって複屈折の主軸方位が円周方向を向いており、中心にいくほど小さくなっている様子がわかる。図6. 12(c)は(b)同様にガラス転移温度から毎時30度ずつ冷却するアニール処理を施した時の複屈折分応を示す。明らかにアニール

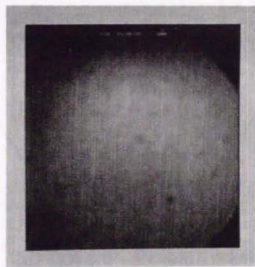
の効果が見える。

次に、測定試料の結果として図6.13(a)に示すような1眼レフ用のペンタダハ・プリズムを急冷したときの複屈折分布を(a)の $20 \times 10$  mmの斜線部について計測した結果を図6.13(b)に示す。この場合も温度変化による収縮の大きい周辺部では複屈折が大きくなっており中心部にいくほど小さくなっていることがわかる。



BSC: バビネ・ソレイユ補償器 H: 半波長板 P: 検光子  
S: ガラスセル中の測定試料 (液浸) C: CCD カメラ L1, L2, L3: レンズ

図6.11 光学部品の複屈折計測



(a) 偏光干渉縞画像

図6.12 レンズの複屈折分布

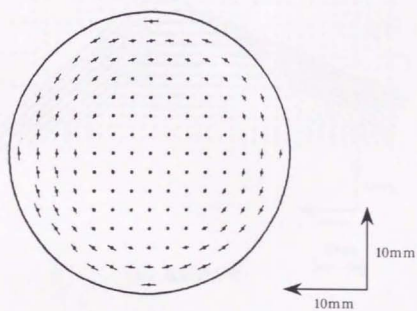
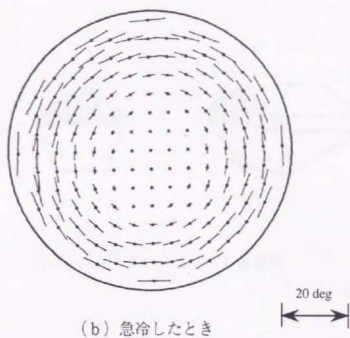
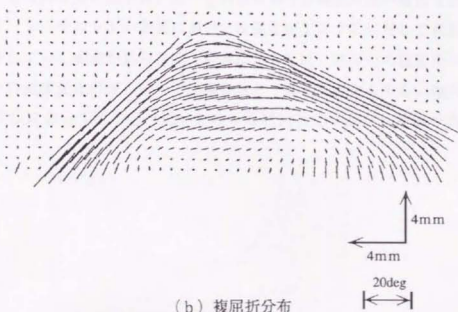


図6. 12 レンズの複屈折分布





(a) ペンタダハ・プリズム外觀図

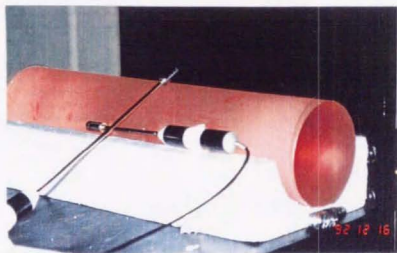


(b) 複屈折分布

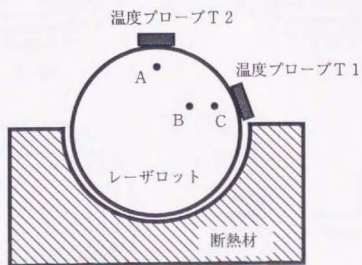
図 6. 13 ペンタダハ・プリズムの複屈折分布

## (2) レーザガラスロッドの複屈折分布計測

核融合用高出力ガラスレーザの増幅媒体に用いられているネオジウムをドーピングしたレーザガラスロッド ( $\phi 90 \times 375$ , ひずみ量のスペック  $2 \text{ nm/cm}$ ) の複屈折分布計測を行った。このレーザガラスロッドは非常に長いために室温における温度変化に対してもおいても、膨張収縮をするためにひずみ量に変化する。しかしながら、従来の1点ごとに計測を行っていた手法<sup>[2, 73]</sup>においては測定時間がかかってしまい温度変化に対する複屈折計測は不可能であった。そのため温度変化に対する複屈折分布を計測する要求があり、本手法によってレーザガラスロッドの計測を試みた。図6.14(a)にNdガラスレーザロッドの計測状態における外観、(b)に断熱材の上にロッドが乗っている正面から見た状態で、温度センサと測定点A, B, Cを示す。写真中央に横向きと縦向きになっているプローブが温度センサである。20分おきに180分まで10回計測した結果を図6.15に示す。このときの温度変化を図6.16に、図6.15の0分に示すA, B, Cの点における複屈折量の変化を図6.17に示す。レーザロッドの表面においては温度が上昇するに対して複屈折位相差が減少していく傾向が見られる。点Aにおいては上部のため温度センサに現れるように温度変化が著しいので、積分されて複屈折変化も少ない傾向が見られる。点Cにおいては中心へ近いために複屈折変化は少ない特徴が出ている。

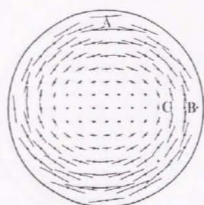


(a) ガラスレーザーロッドの外観

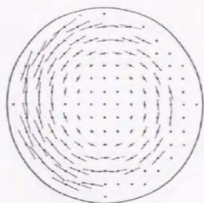


(b) レーザロッドと温度プローブの関係

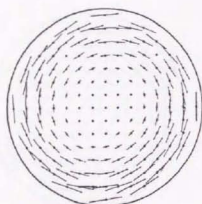
図6.14 レーザロッドの温度に対する複屈折変化の計測



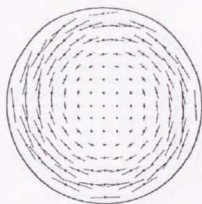
0分



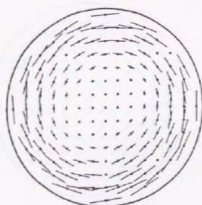
20分



40分



60分



80分

30deg

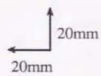
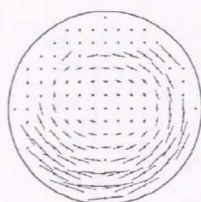
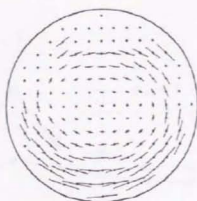


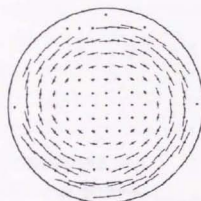
図6. 15 レーザロッドの温度変化に対する複屈折分布



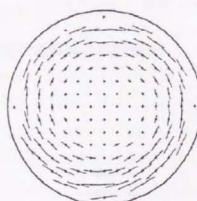
100分



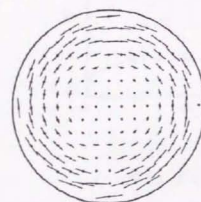
120分



140分



160分



180分

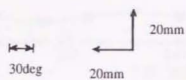


図 6. 15 レーザロットの温度変化に対する複屈折分布

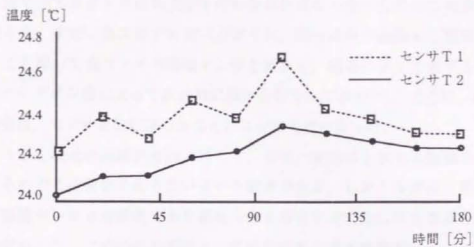


図 6. 1 6 レーザロッド複屈折計測時の温度変化

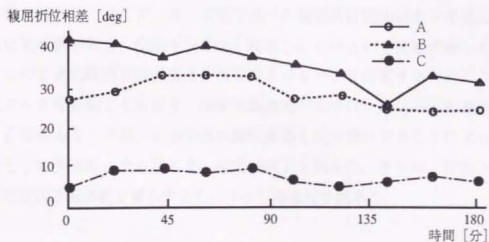


図 6. 1 7 レーザロッドの複屈折位相差変化

## 6. 3 磁場分布計測への応用

### 6. 3. 1 2次元磁場分布計測

磁場計測では大きさと方位の決定を行わなければならないためにこの測定法が適用できる。すでに第3章でも述べたように、磁性流体が磁場中で複屈折性を示すことを用いて光ファイバ磁場センサを作製し、磁場によって生ずる複屈折を光ヘテロダイン法によって高分解に検出を行ってきた<sup>5,6)</sup>。さらに、磁場方位の決定は、センサを回転させることによって可能になった。

このような1次元の磁場計測法に対して、当然、磁場は2次元の磁場分布をもっているのでこの分布を知りたいという要求がある。しかしながら、第3章で述べた磁場センサは点計測であり磁場分布を測定するためには光学系を走査する必要があった。このための手法として磁性流体の磁気複屈折によって生じる光強度の変化から磁場方位と磁場強度を求める手法<sup>4,5,7)</sup>を用いて2次元への適用を試みているが<sup>8,9)</sup>、磁場方位と磁場強度を同時に決定する解析法の問題もあり、実際には2次元分布を得られるに至っていない。

本節では2次元複屈折の測定を適用して磁性流体を用いた2次元磁場分布の精密計測を試みる。ここで、6.2節で述べた複屈折計測法はセンサ部に対して前後に光学系があり、磁場センサとし利用しにくいという問題があった。さらに、この2次元複屈折計測法は、方位および大きさを計測するために16枚の画像データを必要としており、測定の高速度のために、取込み必要画面数を減らす必要がある。今回、センサ部の磁性流体を反射型にすることによって、センサとして実用的にするとともに感度の向上を試みた。さらに、位相シフトのための取込み画面数を減らすことによって高速度を試みた。

### 6. 3. 2 2次元磁場分布計測法

図6.18<sup>8,9)</sup>に2次元磁場分布計測光学系を示す。位相シフト法による複屈折測定光学系を実用的に磁場分布をとらえるために反射型の光学系を施した。

光源のHe-Neレーザからの光は干渉縞解析用の位相シフトとしてのバビネ・ソレイユ補償器を透過する。レーザからの直線偏光は図6.18に示すxy軸に対して45°の方位でバビネ・ソレイユ補償器に入射する。ここで、バビネ・ソレイ

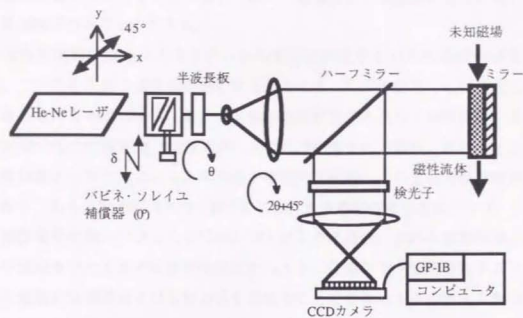


図6. 18 2次元磁場分布計測光学系

ユ補償器は  $x$  軸方向 ( $0^\circ$ ) に主軸をもち、入射した光波の  $x$  成分と  $y$  成分の間に任意の位相差を与えることができる素子である。バビネ・ソレイユ補償器により位相変化した入射楕円偏光は半波長板に至る。これは主軸を回転させる位相シフタとして働く。半波長板を  $\theta$  回転させることによって磁性流体への入射楕円偏光の主軸方位を  $2\theta$  変化させることができる。さらに、コリメータレンズによって平行光となる。ハーフミラーを透過した光線は磁性流体を透過した後、ミラーによって反射して再び磁性流体を透過する。これによって磁性流体に生じた複屈折を2倍の感度で測定することができる。磁性流体を透過した光はハーフミラーによって反射し、検光子を透過後、干渉縞を生じる。位相シフタである半波長板の回転によって入射楕円偏光の主軸が変化するため、この主軸に対してつねに直角を保つような方位に検光子を回転させる。半波長板の回転に対して入射楕円偏光の主軸方位は  $2\theta$  回転するので、検光子の方位は  $2\theta+45^\circ$  回転することになる。検光子を透過して得られる干渉縞強度はCCDカメラによってとらえコンピュータによって2次元複屈折分布の計算を行なう。得られ



た複屈折量からあらかじめ用意しておいた磁場強度と複屈折位相差の関係より磁場強度を得ることができる。

磁気複屈折の測定は大きさのみならず方位の決定を行わなければならない。このため入射の偏光面が回転することによって干渉信号の位相変化を検出することによって行なう。第6.2節の複屈折計測と同様に磁性流体に生じる磁気複屈折の主軸方位(磁場方位)と入射楕円偏光の主軸が一致したとき、位相差は最大になり、このときの振幅が複屈折位相差、この主軸方位が磁場方位となる。ある入射楕円偏光の主軸方位における干渉縞の位相差はバビネ・ソレイユ補償器を位相シフトとして位相シフト法より求める。この入射楕円偏光の主軸の回転させたときの位相差の変化からさらに位相シフト法を行なうことによって複屈折位相差および主軸方位を求めることができる。このとき入射楕円偏光を回転させる位相シフトとして半波長板を用いた。

このことをミュラー行列とストークス・パラメータによって計算を行なうと偏光干渉縞強度  $I$  は入射強度  $I_0$ 、磁気複屈折位相差  $\Delta$  ( $\Delta \ll 1$ )、磁場方位  $\phi$ 、半波長板の回転角  $\theta$ 、バビネ・ソレイユ補償器による位相シフト量  $\delta$  とすると

$$I = I_0 / 2 [ 1 - \cos \{ \Delta \cos (4\theta - 2\phi) - \delta \} ] \quad (6.37)$$

となる。

したがって、入射光の偏光方位を半波長板によって、光軸回りに回転させたとき、半波長板の主軸方位の回転角  $\theta$  と位相差  $\Delta \cos (4\theta - 2\phi)$  関係は半波長板の1回転に対して4周期だけ正弦状に変化する。このとき入射楕円偏光の主軸方位が磁場方位と一致したときが最大の位相差になる。したがって、振幅の値が試料の磁気複屈折位相差(磁場強度)  $\Delta$  になり、初期位相の  $1/2$  が磁場方位  $\phi$  となる。

位相  $\Delta$  と方位  $\phi$  の検出には2段階の位相シフト法を用いる。まず、ある半波長板の主軸方位  $\theta$  における試料の複屈折による位相差  $\Delta \cos (4\theta - 2\phi)$  はバビネ・ソレイユ補償器によって位相  $\delta$  を0から  $2\pi$  の間で等間隔に4段階変化させて位相シフトを施すと次式のようになる。

$$\Delta \cos(4\theta - 2\phi) = -\tan^{-1} \frac{I_1 - I_3}{I_0 - I_2} \quad (6.38)$$

ここで、 $I_i$  ( $i=0, 1, 2, 3$ )は位相 $\theta$ を4段階変化したときの偏光干渉縞強度である。

さらに、位相差 $\Delta \cos(4\theta - 2\phi)$ を $\Phi$ とすると、

$$\Phi = \Delta \cdot \cos(4\theta - 2\phi) \quad (6.39)$$

となる。したがって、磁気複屈折位相差(磁場強度) $\Delta$ および磁場方位 $\phi$ は4ステップ位相シフト法により次のようになる。

$$\Delta = \sqrt{(\Phi_2 - \Phi_0)^2 + (\Phi_3 - \Phi_1)^2} \quad (6.40)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\Phi_1 - \Phi_3}{\Phi_0 - \Phi_2} \quad (6.41)$$

ここで、 $\Phi_j$  ( $j=0, 1, 2, 3$ )は半波長板の回転させて1周期を等間隔に4段階変化させたときに式(6.38)で得られる位相差である。

式(6.39)に着目するとこの式においてはバイアス成分がないため事実上、未知数が2つということになる。したがって、2種類の既知の量 $\theta$ を変化させたときの $\Phi$ の関係から連立方程式を解くことによって、磁気複屈折位相差 $\Delta$ および磁場方位 $\phi$ を得ることができる。具体的に示すと、半波長板の回転角 $\theta$ を $0^\circ$  および $22.5^\circ$ のときの位相を $\Phi_0$ 、 $\Phi_1$ とすると、求める $\Delta$ および $\phi$ は、

$$\Delta = \sqrt{\Phi_0^2 + \Phi_1^2} \quad (6.42)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\Phi_1}{\Phi_0} \quad (6.43)$$

となる。2種類の異なった入射光方位における位相情報のみ、つまり8画面の情報から磁気複屈折位相差 $\Delta$ および磁気方位 $\phi$ が求められる。しかしながら、実際にはサンプリング回数が多い方が精度が良くなる。

### 6. 3. 3 磁場分布計測システム

前節の図6. 18に示す光学系によって2段階の位相シフトを行なう。まず、半波長板を $0^\circ$ かつ検光子が $45^\circ$ のとき生じる干渉縞の位相を求める。パビネ・ソレイユ補償器によって $0, \pi/2, \pi, 3/2\pi$ の位相変化を与え4枚の画像データより位相シフト法によって干渉縞の位相を求める。これをさらに半波長板の回転角が $22.5, 45, 67.5^\circ$ 、それぞれに対応する検光子の回転角が $45, 90, 125^\circ$ の3通りの場合について干渉縞の位相を求める。したがって、総計16枚の画像データによって解析を行う。総計8枚の画像データで解析を行う場合には半波長板の回転角が $0^\circ$ および $22.5^\circ$ 、これに対する検光子が $0, 45^\circ$ のときの偏光干渉縞強度の計測を行う。この4つの干渉縞の位相からさらに位相シフト法を行なうことによって2次元磁気複屈折分布を求める。ここで求めた2次元複屈折位相差は磁場強度に変換される。磁気複屈折位相差から磁場強度への変換は図6. 19に示す磁場強度と複屈折位相差関係を求めておき、この関係からルックアップテーブルを作っておいてこれから算出を行なった。

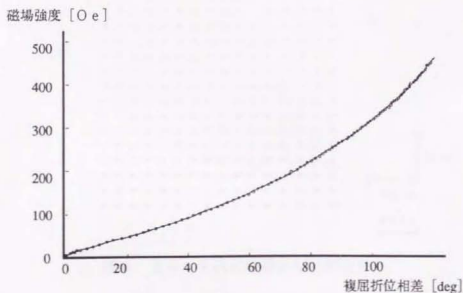


図6. 19 複屈折位相差と磁場強度の関係  
マグネタイトーケロシン  $15\mu\text{m}$

#### 6. 3. 4 磁場分布

磁石によって与えられた2次元磁場分布の計測を試みた。今回、磁性流体は磁気複屈折量が図6. 19に示した特性を持つマグネタイトーケロシンで厚さ $15\mu\text{m}$ のものを測定に用いた。図6. 20(a)は磁場を印加しない状態での磁気複屈折の測定結果で、セルのガラスおよび磁性流体にはまったく複屈折が見られない。図6. 20(b)は矢印の方向にNS極を持つ磁石を磁性流体の上下に設置したときの磁場強度の分布を示す。線分の方向が磁場の方向を示し、その大きさが磁場強度を表す。この大きさは複屈折位相差で $15^\circ$ 、磁場強度に直すと $65\text{ Oe}$ で一定であった。測定範囲は磁性流体のセルの関係上 $10\times 10\text{mm}$ であり $64\times 64$ 点の測定を行なった。ここではその内 $16\times 16$ 点について表示を行なっている。図6. 20(c)は縦横2方向の矢印の方向にNS極を持つ磁石を設置したときの2次元の磁界分布を示す。この結果より磁石の近傍で最も大きく複屈折位相差が起り、磁石から遠ざかるほど磁場強度が小さくなり、磁場方向が変化する様子がわかる。

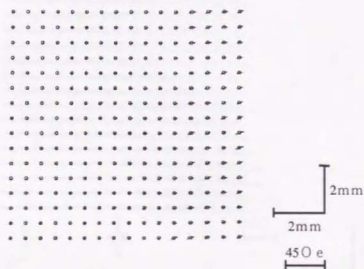
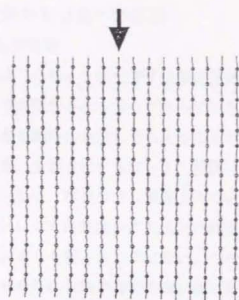
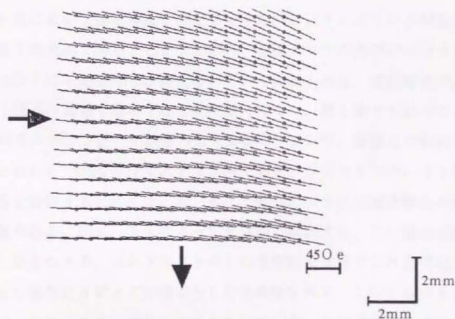


図6. 20 2次元磁場分布計測結果



(b) 上下方向に磁場を印加したとき



(c) 強さの異なる磁場を左と下に印加したとき

図 6. 20 2次元磁場分布計測結果

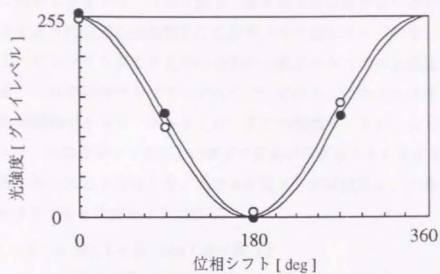
## 6. 4 微小複屈折分布計測への応用

### 6. 4. 1 微小複屈折計測

現在、光学部品をはじめ様々な偏光素子は製造技術、使用条件の向上に伴って微小な複屈折位相差が要求されるようになってきている。前節までの複屈折計測法によって2次元分布を瞬時に高速にとらえることが可能になったが、この測定精度は複屈折位相差、主軸方位ともに $\pm 1^\circ$ 程度であって上記の要求に対して必ずしも適合していない。現在までに報告されている2次元複屈折分布を計測する方法<sup>77-81)</sup>においても同程度かこれ以下の測定精度になっており、点計測法<sup>75, 76)</sup>に比べて必ずしも優るものではない。この主な要因は位相シフト法の測定精度にある。そのため本節では位相検出法に正弦変化の一部分だけサンプリングする局所サンプリング法<sup>86, 87)</sup>を新たに提案する。それによって高精度かつ高速な微小2次元複屈折分布の測定を試みる。

### 6. 4. 2 局所サンプリング法

位相シフト法において測定精度を向上させるためにはサンプリング回数を増やす方法が最も効果的である。しかしながら、画像メモリの点でパーソナルコンピュータの多くは4画面分しか持たないという問題もあり、測定時間の点からもむやみに取込み画像を増やすことは有効ではない。第1章でも述べたようにHariharanの5ステップ法<sup>9)</sup>が誤差の点では最も少ないが、装置上の制約から一般的に用いられているものは4ステップ法である。サンプリングによる以外の誤差の要因を検討すると6. 2. 5 (6)で述べたように光強度検出の際の量子化の問題がある。図6. 21によって具体的に説明する。この図は初期位相 $0^\circ$ と $8^\circ$ をもつとき、コントラストが1の理想的な状態でこれを位相シフトをしていった場合に8ビッド階調で表した光強度を示す。このときの4ステップ位相シフトにおけるサンプリング点を丸印で示す。この場合サンプリング点の $0^\circ$ と $180^\circ$ 付近においては階調はおのおの255と254、0と1となりほとんど光強度の差が認められない。特に、現在のCCDカメラとA/D変換器を利用している検出系の場合は暗電流などによる様々なノイズの影響で両者の識別は事実上不可能であるといえる。したがって、實際上測定に關与しているのは $90^\circ$ と $270^\circ$ の2点のみということになる。位相シフトの精



黒丸は位相 $0^\circ$ のときの位相シフト点, 白丸は $8^\circ$ の位相のとき

図6.21 従来の位相シフト法

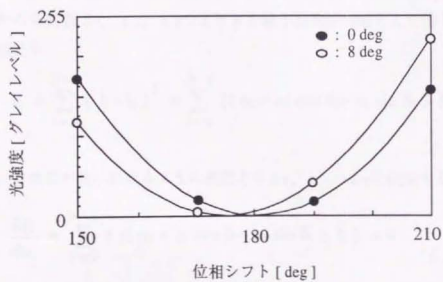


図6.22 局所サンプリング位相シフト法

度を上げるためには4つのサンプリング点において全て違いが識別できるようにサンプリング方式でなければならない。そこで、数十度以下の位相計測を行うことに限ってしまえば、つまり図6.21の180度付近において、図6.22に示すように光源の光強度をCCDカメラが露出オーバーにならない限界まで上げる。サンプリング点を丸印の全体の一部分のみ4点の光強度をサンプリングする。これが局所サンプリング法<sup>66, 67)</sup>である。このことは例えば10°の位相計測範囲で150°から210°までの範囲で、20°ごとの位相シフトを行うと、光強度が10倍以上の精度で計測が行えることを意味する。

このとき得られる光強度  $I$  を、求める位相  $\phi$ 、光強度を  $a$ 、干渉縞のコントラストを  $\beta$  とすると次式のようになる。

$$\begin{aligned} I_i &= \alpha [1 + \beta \cdot \cos(\phi + \delta_i)] \\ &= \alpha + \alpha \beta \cdot \cos \phi \cos \delta_i - \alpha \beta \cdot \sin \phi \sin \delta_i \\ &= a_0 + a_1 \cos \delta_i + a_2 \sin \delta_i \end{aligned} \quad (6.44)$$

ここで、 $a_0 = \alpha$ 、 $a_1 = \alpha \beta \cos \phi$ 、 $a_2 = -\alpha \beta \sin \phi$  である。

実際に光強度を検出すると誤差を含んだ  $I_i'$  となるので何通りかの光強度データから未知数  $a_0$ 、 $a_1$ 、 $a_2$  つまり  $\phi$  を最小自乗法の解として得る。最小自乗の原則より

$$E = \sum_{i=0}^{N-1} (I_i - I_i')^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \{(a_0 + a_1 \cos \delta_i + a_2 \sin \delta_i) - I_i'\}^2 \quad (6.45)$$

となる。この  $E$  が最小になるように次式より  $a_0$ 、 $a_1$ 、 $a_2$  を決定する。

$$\frac{\partial E}{\partial a_0} = \sum_{i=0}^{N-1} 2 \{(a_0 + a_1 \cos \delta_i + a_2 \sin \delta_i) - I_i'\} = 0 \quad (6.46)$$

$$\frac{\partial E}{\partial a_1} = \sum_{i=0}^{N-1} 2 \{(a_0 + a_1 \cos \delta_i + a_2 \sin \delta_i) - I_i'\} \cos \delta_i = 0 \quad (6.47)$$



$$\frac{\partial E}{\partial a_2} = \sum_{i=0}^{N-1} 2 \{ (a_0 + a_1 \cos \delta_i + a_1 \sin \delta_i) \cdot I'_i \} \sin \delta_i = 0 \quad (6.48)$$

これを行列式で書きなおすと

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{B} \quad (6.49)$$

おのおのの行列は

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} N & \Sigma \cos \delta_i & \Sigma \sin \delta_i \\ \Sigma \cos \delta_i & \Sigma \cos^2 \delta_i & \Sigma \sin \delta_i \cos \delta_i \\ \Sigma \sin \delta_i & \Sigma \cos \delta_i \sin \delta_i & \Sigma \sin^2 \delta_i \end{bmatrix} \quad (6.50)$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \Sigma I'_i \\ \Sigma I'_i \cos \delta_i \\ \Sigma I'_i \sin \delta_i \end{bmatrix} \quad (6.51)$$

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (6.52)$$

となる。ここで、Nはサンプリング回数を表す。したがって、未知数を含む行列Xについて解くと

$$\mathbf{X} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{B} \quad (6.53)$$

となる。位相は

$$\phi = \tan^{-1} \frac{-a_2}{a_1} = \tan^{-1} \left[ - \frac{\frac{\Sigma \cos \delta_i \cdot \Sigma I'_i - N \Sigma I'_i \cos \delta_i}{(\Sigma \cos \delta_i)^2 - N \Sigma I'_i \cos^2 \delta_i}}{\frac{\Sigma I'_i \sin \delta_i}{\Sigma \sin^2 \delta_i}} \right] \quad (6.54)$$

によって求めることが可能になる。

この手法によるとCCDカメラとA/D変換器の量子化のため、測定分解能をレンジで割った値は一定である。局所サンプリング法によって見かけの干渉

偏の光強度を増加させることができるが、4ステップ法においてこの見かけの光強度を  $I'_c$ 、実際の振幅  $I_c$ 、位相シフト量  $S$ 、測定レンジ  $R$  によって

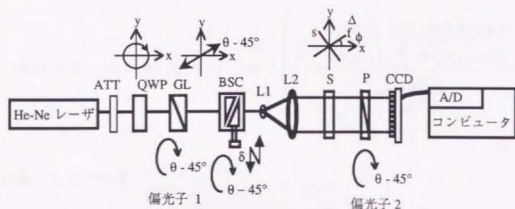
$$I'_c = \frac{4}{1 - \cos(1.5S + R)} I_c \quad (6.55)$$

ただし、 $1.5S + R < 90^\circ$

により与えられ、この式から、位相シフトにおけるのサンプリング間隔を  $20^\circ$ 、測定レンジを  $10^\circ$  としたとき、見かけの光強度は位相シフトのサンプリング間隔を  $90^\circ$ 、測定レンジを  $360^\circ$  とする従来法に比べて見かけ上 17 倍の光強度をもつことになる。これは 12 ビットの階調をもつ CCD カメラ以上の量子化に相当するので、これより高分解能を期待できる。

#### 6.4.3 微小複屈折測定光学系

局所サンプリング法を用いた微小複屈折計測光学系を図 6.23<sup>87)</sup> に示す。前節 6.2 で示した 2 次元複屈折計測光学系においては 2 回目の位相検出を半波長板の回転による位相シフトで行っていた。この半波長板には数度の位相誤差が含まれていたが  $\pm 1^\circ$  程度の測定精度には影響がなかった。ここで対象と



ATT: アッテネータ QWP: 四分の一波長板 GL: グラン・トムソンプリズム P: 偏光子  
BSC: パビネ・ソレイユ補償器 L1, L2: レンズ S: 測定試料 C: CCD カメラ

図 6.23 局所サンプリング位相シフト法による微小複屈折計測

する微小複屈折計測にはこの影響が問題になる。そこで図6. 23では半波長板を用いない光学系をとった。光源のHe-Neレーザからの直線偏光を1/4波長板に入射し円偏光を作る。位相シフトとしてのバビネ・ソレイユ補償器を透過し、レンズ系によって広げられサンプルを透過した後、検光子を透過することによって干渉しCDDカメラによって光強度として検出する。2回目の位相検出は偏光子、バビネ・ソレイユ補償器および検光子を回転させることによって行う。円偏光に偏光子であるグラントムソンプリズムを回転させ任意の偏光方向を作る。バビネ・ソレイユ補償器はこの方位に対して常に45°に保って回転し、検光子はこの方位に回転することによって位相検出を行う。

ここで検出器上で得られる偏光干渉光強度  $I$  は光強度を  $\alpha$ 、干渉縞のコントラストを  $\beta$ 、複屈折位相差を  $\Delta$ 、複屈折主軸方位を  $\phi$ 、バビネ・ソレイユ補償器による位相シフトを  $\delta$  および偏光方位の回転角を  $\theta$  とすると前節6. 2に述べたミューラ行列とストークスパラメータより

$$I = \alpha (1 + \beta \cdot \cos \{ \tan^{-1} [ \Delta \cos (2\theta - 2\phi) ] + \delta \} ) \quad (6. 56)$$

となる。

ここで4ステップの局所サンプリング位相シフト法によって偏光干渉縞の位相は

$$\tan^{-1} (\Delta \cdot \cos (2\theta - 2\phi)) = \tan^{-1} \left[ \frac{\frac{\sum \cos \delta_i \cdot \sum I_i - N \sum I_i \cos \delta_i}{(\sum \cos \delta_i)^2 - N \sum I_i \cos^2 \delta_i}}{\frac{\sum I_i \sin \delta_i}{\sum \sin^2 \delta_i}} \right] \quad (6. 57)$$

となる。したがって、

$$\Delta \cdot \cos (2\theta - 2\phi) = - \frac{\frac{\sum \cos \delta_i \cdot \sum I_i - N \sum I_i \cos \delta_i}{(\sum \cos \delta_i)^2 - N \sum I_i \cos^2 \delta_i}}{\frac{\sum I_i \sin \delta_i}{\sum \sin^2 \delta_i}} \quad (6. 58)$$

となる。ここで、偏光方位の回転  $\theta$  によってさらに位相シフトを施すと複屈折

位相差 $\Delta$ および複屈折主軸方位 $\phi$ は

$$\phi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\Phi_1 - \Phi_3}{\Phi_0 - \Phi_2} \quad (6.59)$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \sqrt{(\Phi_2 - \Phi_0)^2 + (\Phi_3 - \Phi_1)^2} \quad (6.60)$$

となる。

最初の位相シフトの局所サンプリング位相シフトでは $10^\circ$ の測定レンジの場合 $150, 170, 190, 210^\circ$ の $20^\circ$ ごとの位相シフトを行う。

$1^\circ$ の測定レンジの場合 $177, 179, 181, 183^\circ$ の $2^\circ$ ごとの位相シフトを行う。2回目の位相シフトは従来の位相シフト法で偏光素子の回転角は $0, 45, 90, 135^\circ$ である。したがって、合計16画面の画像データから2次元複屈折分布の計測を行った。

実際の実験における初期設定は測定試料を取り除いた状態で行なう。まず、位相シフタであるバビネ・ソレイユ補償器を光学系から取り去り、グラントムソンプリズムを方位の基準としてと偏光子の軸を合わせる。この際、直交ニコルを形成しているので消光するに応じてアッテネータによっての光量を増して、最終的に偏光子の軸を合わせる。この系に再びバビネ・ソレイユ補償器を入れてマイクロメータ及び回転方向を調節してに消光点を探しこのゼロ点を合わせた上で最終的にCCDカメラの露出がオーバーしない程度まで光量を上げる。ここで初期調整がうまくいかず初期位相をもってしまふ、つまり式(6.56)において初期位相が含まれてしまう場合でも式(6.59)および式(6.60)より初期位相は差をとることによって消去されるため測定結果には影響しない。

ここで前節5.2.5.(6)で行った誤差のシミュレーション解析を行うと図6.24に示すような測定位相と位相誤差の関係が得られる。これによると従来の位相シフト法では量子化誤差のため位相が小さくなると誤差が大きくなっていくが、局所サンプリング法によるとほぼ一定の誤差を示しておりこの有効性がわかる。この誤差の一定量は量子化(この場合は8ビット、256階調)による限界である。このことから一般の位相シフト法は1周期を70分割

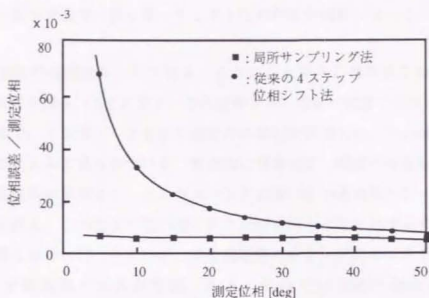


図 6. 2 4 測定位相と誤差の関係

程度までの分解能が限界となるが、局所サンプリング法は測定範囲を限定することによって分解能を限りなく向上させることが可能である。

#### 6. 4. 4 微小複屈折測定への適用

この局所サンプリング位相シフト法の精度および測定限界を確認するために試料として複屈折プレート回転させて位相差を変化させこれを計測し、その結果について検討を行なった。図 6. 25 に横軸に与えた位相量、縦軸に局所サンプリング法で計測した位相量の結果を示す。黒丸は測定点を表し、直線は校正直線を表す。ここでの局所サンプリング位相シフト法は  $10^\circ$  の測定レンジの場合で  $150^\circ$ 、 $170^\circ$ 、 $190^\circ$ 、 $210^\circ$  の  $20^\circ$  度ごとの位相シフトを行った。この結果より位相検出は  $\pm 0.02^\circ$  の分解能をもつ。

実際に 2 次元複屈折分布を計測した結果として図 6. 26 に示す。この場合サンプルはバビネ・ソレイユ補償器での複屈折位相差は  $0.8^\circ$ 、主軸方位は  $30^\circ$  の測定結果である。図中の黒丸は測定点、線分の長さは複屈折位相差、線分方向が主軸方位を表す。測定範囲は  $1 \times 1 \text{ mm}$  であり、測定点としては  $128 \times 128$  点であるが実際には  $16 \times 16$  点の表示をしている。本手法の有効性を示すために図 6. 27 に従来の  $360^\circ$  サンプリングする 4 ステップの位相シフト法によって計測した結果を示す。この手法の分解能が  $\pm 1^\circ$  であ

ることから誤差が非常に多く乗ってしまうため計測が困難になっていることがわかる。

最後に実際の計測結果として図6. 23のレンズ系の複屈折を計測を試みた。この結果を図6. 28に示す。これはサンプルのない状態で $20 \times 20$  mmの範囲で、 $128 \times 128$ 点の測定点に関して計測した。中心部においての複屈折はほとんど見られないが、周辺部に至ると $2^\circ$ 程度の複屈折が見られる。この複屈折の影響はビームエキスパンダに用いている対物レンズによるものと考えられる。この程度の微小複屈折の計測を行うときは光学系の複屈折の影響も考慮しなければならないが、今後複屈折の少ない対物レンズを選ぶことによって計測範囲の拡大が可能である。現状では上記の理由によって図6. 26の計測範囲は $1$  mm角となっている。

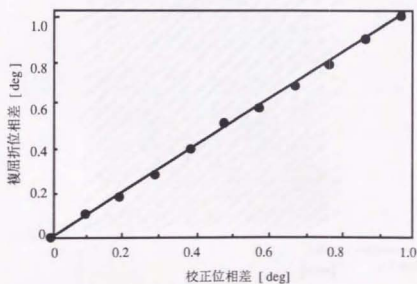


図6. 25 局所サンプリング位相シフト法校正結果

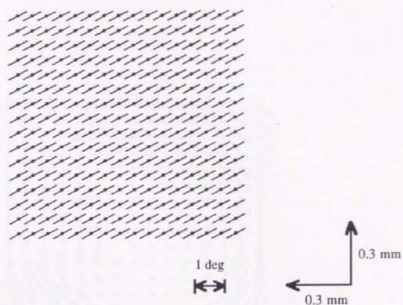


図 6. 2 6 局所サンプリング法による 2 次元計測結果

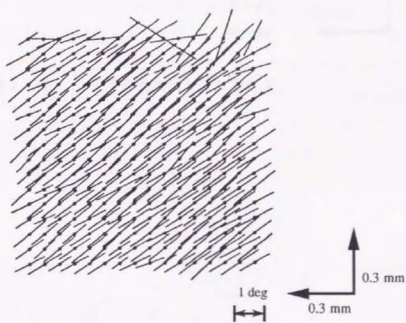


図 6. 2 7 従来の位相シフト法による計測結果

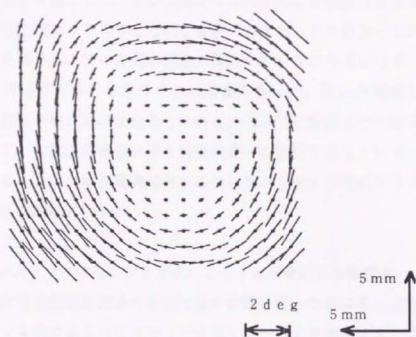


図 6. 28 レンズの複屈折分布計測結果



## 6. 5 複屈折分布計測の計測時間の短縮への試み

### 6. 5. 1 複屈折分布計測の計測時間

前節までの位相シフト法による計測法は従来に比べて計測時間の短縮かつ高精度な複屈折計測を可能とした。しかしながらこの手法は複屈折分布を解析するために異なる位相シフトを与えた計16枚の画像データを必要とした。したがって、画像を取り込んでいる間の現象は静止していなければならず、複屈折の時間変化に対応する解析を行うことは困難であった。取込み画像を減らし、さらに測定時間の短い計測を行なうために、ここでは前節までの時間的位相検出法に対して、空間的位相検出法を間接測定への拡張することによって複屈折計測を試みる。ここでは空間的位相検出法にワンステップ位相シフト方式を用い、測定時間の短縮化を行う。

### 6. 5. 2 ワンステップ位相シフト方式による2次元複屈折分布計測

前節までの2次元複屈折計測法の計測時間の短縮を行うために5. 1で示した空間的位相シフト法であるワンステップ位相シフト方式を導入する。この光学系を図6. 29に示す<sup>(88)</sup>。ワンステップ位相シフト方式を行うためのキャリア周波数は複屈折ウエッジ板によって与える。この複屈折ウエッジ板はx軸方向に線形的に複屈折変化を持つ。この複屈折板によってx軸方向に正弦状に周期的に変化する干渉縞の光強度がCCDカメラ上で4画素1周期となるようなキャリア周波数を与えことができる。

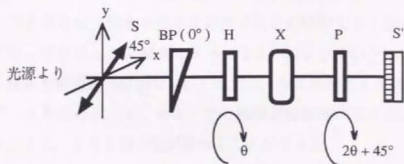


図6. 29 ワンステップ位相シフト方式による2次元複屈折分布計測

BP: 複屈折ウエッジ板 H: 半波長板 X: 測定試料 P: 偏光子 D: 光電検出器

このキャリア周波数を  $f_0$  とし、CCD上の画素  $(i, j)$  の光強度  $I(i, j)$  は  $\alpha$  をバイアス成分、 $\gamma$  を縞のコントラスト成分および  $\phi$  を位相量とすると次式のようになる。

$$I(i, j) = \alpha(i, j) + \gamma(i, j) \cdot \cos \left[ 2\pi f_0 \left( x + \frac{i}{4f_0} \right) + \Phi(i, j) \right] \quad (6.61)$$

$$\Phi(i, j) = \Delta \cdot \cos(4\theta - 2\phi) \quad (6.62)$$

ここで、 $\Delta$  は測定試料の複屈折位相差、 $\phi$  はその主軸方位角および  $\theta$  は半波長板の方位角である。

したがって、 $x$  軸方向の隣り合う CCD カメラの 3 画素を用いて位相  $\phi$  は次の様に表すことができる。

$$\Phi'(i, j) = \tan^{-1} \frac{I(i+2, j) - I(i+1, j)}{I(i, j) - I(i+1, j)} - (\pi/2) \cdot i \quad (6.63)$$

次式のような計算を行うことによって、キャリア分を除去を行いた  $-\pi$  から  $+\pi$  の位相結果が得られる。

$$\Phi(i, j) = \tan^{-1} \frac{\sin \Phi'(i, j)}{\cos \Phi'(i, j)} \quad (6.64)$$

これを 1 画素ごとにとり画素について順次計算を行っていくことにより位相分布が得られる。さらに結果を 5. 2. 3 で述べた  $2\pi$  とびを補正する位相アンラップ処理を行うことによって、時間的位相シフト法によって求めた結果である式 (6. 18) と同じ位相分布を得ることができる。

複屈折の大きさと方位を求めるための 2 回目の位相シフト法は半波長板と偏光子を位相シフタとして位相変化を与えることによって行う。この際の位相変化量は半波長板の主軸方位角  $0^\circ$  および  $22.5^\circ$  のとき偏光子が  $45^\circ$  および  $135^\circ$  の位相データを求め式 (6. 42) から複屈折位相差が求めることができさらに式 (6. 43) より主軸方位が求めることができる。

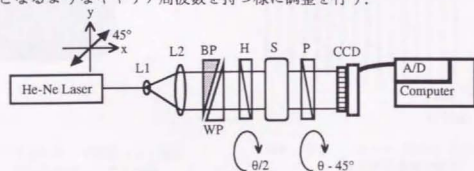
以上より、全 2 画像データより 2 次元複屈折分布を求めることができ検出の高速化が可能になる。

### 6. 5. 3 高速2次元複屈折分布計測光学系

ワンステップ位相シフトを用いた2次元複屈折分布を求めるための光学系を図6. 30に示す<sup>(\*)</sup>。光源には632.8nmのHe-Neレーザを用いた。この光波がビームエキスパンダによって広げられる。図中に示したx軸に対して45°の方位をもつ直線偏光が空間キャリアを与えるために複屈折ウエッジ板を用いた。これは材質は水晶 ( $n_o=1.5443$ ,  $n_e=1.5534$ ) でできた楔型をしており、複屈折の方位と楔の方向が一致している。したがって、複屈折が線形的に楔の厚みに応じて変化することになる。今回用いた複屈折ウエッジ板のウエッジ角は8°であるので、できる干渉縞は2本/mmとなる。複屈折ウエッジ板の大きさは17mm角であるから、約34本のキャリア縞を作り出すことができる。

ここで当然ウエッジをいれることによって光路が屈折によって曲がってしまう。これを補正するためにウエッジプリズムを用いた。このウエッジプリズムは厳密には複屈折ウエッジ板と同じ屈折率をもつLLF1(屈折率1.546)ガラスなどを材質としてウエッジプリズムを作る必要がある。しかしながら、今回は入手しやすさの点からほぼ水晶の屈折率に近いBK7(屈折率1.517)ガラスでウエッジ角が8°のものを用いた。

複屈折ウエッジ板およびウエッジプリズムを透過した光波は2回目の位相シフトである半波長板と偏光子の間の測定試料によって複屈折の影響を受けて位相差を持つ。この偏光子を透過した光波はCCDカメラによって光電検出される。この際、CCDカメラレンズによって、CCDカメラのX軸方向に4画素1周期となるようなキャリア周波数を持つ様に調整を行う。



BP: 複屈折ウエッジ板, WP: ウエッジプリズム,  
H: 半波長板, X: 測定サンプル, P: 偏光子

図6. 30 ワンステップ位相シフト方式による  
高速2次元複屈折計測光学系

実際の計測は半波長板の主軸方位が $0^\circ$ ，偏光子が $45^\circ$ の場合および半波長板が $45^\circ$ ，偏光子が $135^\circ$ のときの2画像データより2次元複屈折分布が解析可能である。

#### 6. 5. 4 2次元複屈折分布測定結果

市販のリターダ（膜型歪標準器：東芝硝子）によって2次元複屈折分布計測を試みた。今回用いたリターダは一様な方向性に $15^\circ$ の複屈折位相差を持っている。図6. 31が半波長板が $0^\circ$ のときのキャリア縞の様子である。これを解析すると図6. 31のように2次元複屈折分布となり、一様な複屈折分布が得られている。

結果にわずかな測定エラーがあるが、これは半波長板のリターデーションが不均一であるため2回目の位相シフトに誤差が生じてしまうものと考えられる。今後の検討を要する。

測定範囲は複屈折ウエッジ板の大きさの関係上 $5 \times 5 \text{mm}$ となっており、データ数は $128 \times 128$ 点の計測が可能になっている。

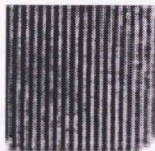


図6. 31 ワンステップ位相シフト検出のためのキャリア干渉縞

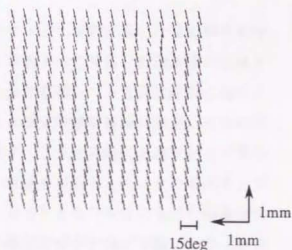


図6. 32 リターダ ( $15^\circ$ ) の2次元複屈折分布測定結果

## 6. 6 まとめ

本章においては内部状態への精密計測への適用として位相検出を2回行う多重位相シフト法による2次元複屈折分布測定法を新たに確立した。

その結果、直線偏光を光源としてバビネ・ソレイユ補償器および半波長板で構成される2種類の位相シフタによる時間的位相検出法である位相シフト方式を用いることによって、2次元の複屈折分布（進相軸方位および複屈折位相差）を測定することが可能となった。この分解能は複屈折位相差および進相軸方位ともに $\pm 1^\circ$ となった。本手法は複屈折の2次元分布測定が試料や光学系の移動を必要とせずに従来に比べて測定時間の高速化を行なえ、さらに2次元の画像計測のため複屈折の分布の様子が一目でわかるという特徴も持っている。

さらに、この応用として磁性流体と組み合わせることによって2次元磁場分布計測が可能になった。この手法は磁性流体が磁場中で磁気複屈折性をもち、この磁場方位と複屈折の主軸、磁場の大きさと複屈折位相差が対応していることより計測が可能になっている。磁場はもともと強度と方位をもつベクトル量であり計測に困難が伴う。従来は点計測のみが行われていたが、本手法を適用することによって、この2次元ベクトル量を視覚的に捕らえることが可能になった。

微小複屈折の精密計測においては、位相シフト法を複数回用いた位相検出を行うためにCCDカメラとA/D変換器による量子化に着目し計測誤差の低減を試みた。そのため、時間的位相検出法のなかの位相シフト方式に新たに局所サンプリング位相シフト法を確立した。これは測定領域を極端に限定し従来の位相シフトに対して局所的な位相シフトを施す。これと同時に光強度を上げ量子化の影響を少なすることによって、誤差の低減を可能とした。この局所サンプリング位相シフト法による分解能は $\pm 0.02^\circ$ となり非常に良好な結果を得ることができた。これによって2次元微小複屈折分布計測が可能になり、今後の発展が期待できる。

さらに、位相検出法に空間的位相検出法であるワンステップ位相シフト方式を導入することによって2次元複屈折計測時間の短縮化を可能にした。この手法においては複屈折ウエッジ板とこれを補償するウエッジプリズムでキャリア周波数を与えることによって位相解析のための画像数を2画面に減らすことがで

き計測時間の短縮を可能とした。今後、実時間複屈折分布計測への可能性を示し、今後の発展が期待される。

測定項目	測定方法	測定装置	測定条件	測定結果	測定精度	測定時間
複屈折	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	複屈折分布	±1%	10分
複屈折	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	複屈折分布	±1%	10分
複屈折	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	複屈折分布	±1%	10分
複屈折	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	偏光顕微鏡	複屈折分布	±1%	10分

## 第7章 結論

本研究では位相検出方式による精密計測とその応用という視点から計測したい物理情報として表面状態と内部状態を考え、表面状態の計測においては従来からある技術の特性の改善を行い新しい方向性を導くとともに内部状態の計測においては新たに位相検出法を確立しその応用を行った。

位相検出法は干渉縞の位相変調を与えることによって、その干渉縞信号が正弦的に変化するので、その信号の変化から初期位相を求めた。この位相変調の与えかたによって時間的または空間的にキャリアを利用する時間的位相検出法および空間的位相検出法に分類した上で、本研究は時間位相検出法において干渉縞信号を連続的サンプリングにより位相の検出を行う位相走査方式および光ヘテロダイン法、離散的サンプリングにより位相を得る位相シフト方式、さらに、空間的位相検出法において干渉縞信号を空間内で離散的にサンプリングすることによって位相を求めるワンステップ位相シフト方式を試みた。

これらの位相検出法の特徴を表7に示す。ここで、位相精度は実際に位相検出部のみでの位相検出精度である。したがって、これを用いて前の2章から6章で物理量の計測を行う際、さらにその精度は低下することになる。位相検出

表7 位相検出法の特徴

キャリア	サンプリング方式	名称	計測対象	位相精度*	空間精度	高速計測	初期設定
時間	連続的サンプリング	位相走査方式	点計測 (面計測のため走査系が必要)	$\lambda/180$	受光素子に依存	可能	簡単
		光ヘテロダイン方式	点計測 (面計測のため走査系が必要)	$\lambda/180$	高精度：回折限界まで	高速	簡単
	離散的サンプリング	位相シフト方式	面計測	$\lambda/50$ ** $\lambda/9000$	受光素子による	不可	簡単
空間	離散的サンプリング(バケツ)	ワンステップ位相シフト方式	面計測	$\lambda/70$	最低3画素分	高速	厳しい

\* 位相精度は位相検出部のみでの結果

\*\* 局所サンプリング法による ただし測定レンジは10°

法はおのおの一長一短があるため計測の用途に応じて使い分ける必要がある。位相走査方式および光ヘテロダイン法は点計測であるため高精度な計測が可能であるのに対し、位相シフト方式およびワンステップ位相シフト方式は面計測において有効であるが、精度は位相走査方式や光ヘテロダイン方式に比べてやや劣化する。なお、位相シフト方式は静止状態でないと計測ができないが光ヘテロダイン方式およびワンステップ位相シフト方式はダイナミックな測定も可能である。さらに、位相シフト方式は局所サンプリング法によって非常に高い位相測定精度が得られるが、測定レンジがこれに呼応して狭くなってしまう。

計測の対象は表面状態および内部状態、具体的には三次元形状計測、複屈折計測、磁場計測と多岐にわたっているが、本質的にはこれらの物理情報が干渉縞の位相として検出されるために前述の位相検出方式をどのように行うかがキーとなる。本研究での位相検出法は求めたい物理情報を含む信号と参照信号を干渉させ、そこに発生する干渉縞の位相情報を目的に応じた手法で検出し、必要な物理情報をとらえる精密計測法を独自の観点から完成した。

第2章においては位相走査方式を用いることによる表面状態の精密計測として三次元形状について検討を行った。ここでは格子投影型モアレトポグラフィ法を改良してあらかじめ変形格子像を用意しておき、これを一定速度で移動する基準格子に投影することによってモアレ縞に変調を与える位相走査方式によって位相を求めた。したがって、変形格子像の作成時に基準格子ピッチを変えることによってモアレ縞、つまりフリンジ1周期の感度を変化させることが可能である。静止物体であること動的物体であることを問わず変形格子像として用意しておけば後から解析が可能になる。さらに、基準格子の作成にフーリエイメージを導入し、格子ピッチを密にすることによってサブミクロンオーダーの計測を可能となったので、光波干渉法と従来の幾何学的干渉法の感度の間を埋める計測法として十分実用できることが明らかになった。

第3章においては光ヘテロダイン法による位相検出法を表面状態の精密計測として三次元計測および内部状態の精密計測として磁場計測について検討を行った。

表面状態の計測にあっては音響光学素子を利用し、この2つの駆動周波数を同時に制御する差動型光ヘテロダイン法によって2プローブビームを独立に測



定試料面内を走査させナノメートルオーダの形状計測を可能とした。この際、サンプルをのせたテーブルを回転させることによって三次元計測が可能であることを明らかにした。ここではステージの問題で精度が必ずしも十分でないが、従来法のようにxy方向を走査していた手法に比べると、機械的走査が少ないために安定した計測が期待できる。

内部状態の計測にあつては磁性流体における磁気複屈折をとらえることによって磁場計測を可能にした。この際の光源に直交偏光2周波光源を持つ周波数安定化横ゼーマンレーザによって光ヘテロダイン検出することを可能とした。偏波面保存ファイバを利用した温度変化や外力による外乱除去型のファイバセンサとしての実用化を可能とした。さらに、方位の決定法を理論的にも明らかにした。磁場計測範囲は500エルステドで感度はサブエルステドでありガウスメータと同等の性能が得られており、有用であることが明らかになった。

第4章では時間的位相シフト法による表面状態の精密計測として三次元形状計測について検討した。この方法では凹凸の激しい物体など従来の干渉計では干渉縞が重なり合つて計測が困難であつた測定試料やセラミックスや紙などの反射率が小さい物体の計測可能とするため、斜入射干渉計の一種であるアブラムソン干渉計に位相シフト法を導入することによって高感度な計測を可能とした。従来アブラムソン干渉計に位相シフトを施すことは困難であつたが、ここではプリズムと測定試料間の屈折率を時間的に変化させることに位相シフトを実現した。今回は二酸化炭素ガスを用いたため実用化には問題があるが、ガスの量はシフト量をモニタすることによって1 $\mu$ m程度の計測を可能としており、実際に市販の計測器で計測できないものに対しては有効な手法であることを明らかにした。

第5章では空間的位相シフトによる表面状態の精密計測として三次元形状計測について検討を行った。ここでは格子パターン投影法によって得られる縞画像を空間的に位相シフトを行なうことによって等位相面を検出し三次元形状の計測を可能とした。今回は縞画像がCCD画素上で1周期4画素と1周期8画素になる状態で位相検出を行った。この分解能は25 $\times$ 25mmの領域で20 $\mu$ mとなった。この方法は1画面のみで解析が可能であり、初期設定の問題および横分解能が光ヘテロダインや時間的位相シフトに比べてわずかに低下する問

題はあるが、動的計測をはじめ様々な分野で利用可能であり、今後の発展が期待できる。

第6章では間接測定への拡張として位相シフト法を多重に用いることによって内部状態の精密計測である複屈折計測について検討を行った。複屈折のような大きさと方位の2つのパラメータを持つ計測には2回の位相シフト法を施すことによって2次元複屈折分布計測を可能とするとともに、偏光解析によって理論的検討を加えた。

まず位相検出に時間的位相検出法である位相シフト方式によって検討を行った。これによる分解能は複屈折位相差および進相軸方位ともに $\pm 1^\circ$ となった。この方法は試料や光学系の移動必要とせず2次元複屈折分布が得られるため光学素子をはじめ様々な分野での利用が期待できる。

2次元磁場分布計測法においては磁性流体の磁気複屈折を計測することによって可能であることを示した。これは磁性流体が磁場中で磁気複屈折性を持ち、この磁場方位と複屈折の主軸、磁場の大きさと複屈折位相差が対応していることにより、2次元複屈折計測によって磁場計測が可能となる。本手法は2次元磁場分布を視覚的にとらえることができ、磁場計測に有効であることが明らかにされた。

微小複屈折の精密計測において、時間的位相シフト方式に新たに局所サンプリング法を導入し量子化誤差の影響を低減することを可能とした。これは測定領域を限定し、局所的な部分について光強度をあげて最小自乗フィッティングを行うことによって実現した。この局所サンプリング法による位相検出分解能は $\pm 0.02^\circ$ となり良好な結果が得ることができた。これによって2次元微小複屈折分布計測が可能となることが明らかにされた。

さらに、位相検出法に空間的位相検出法であるワンステップ位相シフト方式を導入することによって2次元複屈折計測の計測時間の短縮を可能にした。これは空間キャリアを複屈折ウエッジ板とこれを補償するウエッジプリズムで与えることによって位相解析のための画像数を2画面に減らすことができた。これによって本手法が高速複屈折分布計測に有効であることを示した。

## 第8章 今後の展望

今回、いくつかの位相検出法による精密計測について述べたが、ここで用いた位相検出法も一長一短の特徴、つまり、計測時間と計測精度がトレードオフの関係にあるが、点計測以外に面計測または画像計測といわれる2次元情報を一度にとらえる傾向にも対処しうるものとなっている。

面計測では実用面からは実時間計測が求められている。そのために空間的位相検出法を利用した研究が盛んに行われている。現在まで、第4章で述べた位相シフト方式アブラムソン干渉計もプリズムを傾て空間キャリアを与えることによって、ワンステップ位相シフト法によって計測を可能とした<sup>89)</sup>。これによれば1画面のみでの解析ができるので非常に高速な計測ができ、外乱の影響にも強い干渉計にすることができる。さらに、第6章の複屈折計測においても位相検出に複屈折位相板を用いてキャリア縞を与えることによって、最低2画面に減らすことができることを示したが<sup>88)</sup>、これをさらに発展させれば、2台のカメラまたは2つの干渉縞を同時に1画面に書き込み何らかの形で分離を行うことによって複屈折分布の実時間計測も可能である。しかしながら、空間的位相検出法は画像検出は1枚でよいが、初期設定は複雑であり、解析は位相つなぎの問題があり、また時間的位相検出法より長い解析時間を要する。さらに、空間キャリアを与えるため横分解能は時間的位相検出法よりも必ずしも高くはない。複屈折計測においては局所サンプリング法が適用ができなため高分解能を得るには困難を伴う。そのために、実時間でかつ高速な新たな位相検出法の確立が必要である。現在まで、これらの実時間法は電気回路およびソフト処理に依存しているが、さらなるハード的な対応が必要とされると思われる。キーデバイスとして量子化の影響を防ぐために高解像度カメラも必要とされよう。光情報処理の研究に取り組む必要もあると考えられる。

3次元形状計測に関しては実時間計測と解析の高速化つまり位相検出法が課題になっている。三次元計測の高速化は位相情報から高さ情報への変換を行うが、この部分の高速化が求められる。これはやはり光情報処理的な対応が必要であろう。さらに高さ分解能に加えての横方向の分解能を如何に向上させ、なおその上に測定レンジを広くとらなければならないという問題もある。これは

点計測においては超解像現象を利用した共焦点タイプ顕微鏡が試みられ回折限界を超える高い横分解能を得ているが、測定レンジという点では十分ではなく、今後さらに研究を進めていかなければならない。

複屈折計測においては3次元複屈折計測（3次元屈折率分布）の早期に確立が望まれる。3次元複屈折分布を求めることは結晶のような光学素子の解析に非常に重要である。しかしながら、複屈折は大きさと方位の2つのパラメータを持つために、解析には多くの困難が伴っている。このことにも、実時間複屈折計測と共に今後取り組んでいかなければならない問題であろう。

以上述べたような問題点を意識しながら、より優れた研究が本研究を基礎として今後発展していくことが期待される。

## 謝辞

本論文の作成にあたり、終始かわらぬ御指導と御鞭撻を賜るとともに、あたたかい激励を賜りました東京大学工学部精密機械工学科 教授 大園成夫 博士に謹んで深甚な感謝の意を表します。

また本論文に対し有益な御教示、御指導を賜りました東京大学工学部精密機械工学科 教授 土肥健純 博士、東京大学生産技術研究所 教授 黒田和男 博士、東京大学先端科学技術研究センター 教授 保立和夫 博士、東京大学工学部精密機械工学科 助教授 高増 潔 博士に深く感謝の意を示します。

本研究は東京農工大学工学部機械システム工学科吉澤研究室における成果をまとめたものであり、研究当初より直接御指導と御鞭撻を賜った東京農工大学 教授 吉澤 徹 博士に心から感謝申し上げます。

また本研究を進めるにあたり東京農工大学工学部機械システム工学科 助教授 梅田倫弘 博士、Technische Hochschule Darmstadt 教授 Theo Tschudi 博士、シチズン時計株式会社技術研究所 藤田宏夫 博士、職業能力開発大学校生産機械工学科 講師 徳永 剛氏には有益なる御討論、御教示ならびに激励を頂きました。ここに深く感謝いたします。

研究を行うにあたりいろいろとご便宜、ご協力を頂きました有限会社ユニオプト（元HOYA株式会社）高和宏行氏、HOYA株式会社 東根亜紀氏、有限会社テクノアーツ研究所 小田島二郎氏、小松原良平 博士、株式会社資生堂ビューティーサイエンス研究所 金子治氏に心より感謝申し上げます。また、東京農工大学工学部電子情報工学科 教授 本多庸悟 博士、九州大学工学部 教授 永山邦仁 博士にはいろいろと励ましを頂きました。

本実験の遂行に御協力頂いた当時東京農工大学機械システム工学科 島田卓也、棚橋昌史、押野則子、小田悦弘、井門修、奥原尚子、田中康司 諸氏をはじめ吉澤研究室の学生諸氏および当時訪問研究者の北京理工大学講師 顧 若偉氏に心から御礼を申し上げます。また、平素より有益なご助言を頂いた東京農工大学機械システム工学科教職員の皆様方に心から感謝いたします。そのほか有形無形のご支援を頂きました皆様方に感謝申し上げます。

## 参考文献

- 1) たとえば 田幸敏治, 辻内順平, 南茂夫編: 光学的測定ハンドブック (朝倉書店, 1981) .
- 2) M.Born, E.Wolf: Principles of Optics, 6th edition ( Pergamon Press, Oxford) 256.
- 3) たとえば 吉澤徹: 3.3 モアレ, 画像計測入門 (昭光堂, 1979) 72-92.
- 4) 武田光夫: "サブフリンジ干渉計基礎理論", 光学, 13, 1 (1984) 55-65.
- 5) M.Kujawinska: "5. Spatial phase measurement methods", Interferogram Analysis (Institute of Physics Publishing, England 1993) 141-193.
- 6) J.E.Greivenkamp, J.H.Bruning: "14. Phase shifting interferometry", Optical Shop Testing (John Wiley, New York 1992) 501-598.
- 7) K.Creath: "4. Temporal phase measurement methods", Interferogram Analysis (Institute of Physics Publishing, England 1993) 94-140.
- 8) B.Bhusham, J.C.Wyant, C.L.Koliopoulos: "Measurement of surface Topography of magnetic Tapes by Mirau interferometry", Appl.Opt., 24, (1985) 1489-1497.
- 9) P.Hariharan, B.F.Oreb, T.Eiju: "Digital Phase-stepping Interferometry :A Simple Error-Compensating Phase Calculation algorithm", Appl. Opt. 26 (1987) 2504-2506.
- 10) 中島俊典: "光ヘテロダイン干渉法", 光学, 9, 5 (1980) 266-274.
- 11) 吉澤徹, 瀬田勝男編: 光ヘテロダイン技術 (新技術コミュニケーションズ, 1994) .
- 12) N.A.Massie, R.D.Nelson, S.Holly: "High-performance real-time heterodyne interferometry ", Appl.Opt., 18, 11 ( 1979) 1797-1803.
- 13) R. Crane: "Interference phase measurement", Appl. Opt. 8, 3 ( 1969) 345 - 349.
- 14) 武田光夫, 稲秀樹: "高速フーリエ変換による立体計測と干渉計測", 光学, 10, 6 (1981) 476-480.
- 15) M.Takeeda, H.Ina, S.Kobayashi: "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", J. Opt. Soc. Am. 72, 1 (1982) 156-160.
- 16) Y.Ichioka, M.Inuya: "Direct Phase Detecting System", Appl. Opt., 11, 7 ( 1972) 1507-1514.
- 17) S.Toyooka, M.Tominaga: "Spatial Fringe Scanning for Optical Phase Measurement", Opt. Comm., 51 (1984) 68-70.
- 18) 志沢雅彦, 加藤純一, 大園成夫, 高増深: "デジタルPLLを用いたしま画像からの実時間形状復元処理", 精密工学会誌, 53, 2 (1987) 334-339.

- 19) D.M.Shough, O.Y.Kwon, D.F.Leary: "High-speed interferometric measurements of aerodynamic phenomena", Proc.SPIE Vol.1221 (1990) 394-403.
- 20) R.Gu, T.Yoshizawa: "Talbot projected 3-D profilometry by means of one step phase-shift algorithm", Proc.SPIE Vol.1720 (1992) 470-477.
- 21) G.Binnig, H.Rohrer, Ch.Gerber, E.Weibel: Phys.Rev.Lett., 49 ( 1982 ) 57.
- 22) 梅田倫弘: 走査型力顕微鏡 (1), (2), 光技術コンタクト, 29 (1991) 553-558, 616-623.
- 23) M.V.Mantravadi: "I. Newton, Fizeau, and Haidinger Interferometers", Optical Shop Testing ( John Wiley, New York 1992 ) 27-29.
- 24) たとえば, 大谷幸利: 3. 1 光切断の原理と応用, 光三次元計測 (新技術コミュニケーションズ, 1993) 28-37.
- 25) 吉澤徹: 5. パターン投影による三次元計測, 光三次元計測 (新技術コミュニケーションズ, 1993) 77-82.
- 26) O.Kafri, I.Glatt: The Physics of Moiré Metrology ( Wiley, New York 1989 ).
- 27) 梅田倫弘: 第2章 5. 偏光, 光エレクトロニクス事典 (産業調査会事典出版センター, 1992) 187-192.
- 28) 戸井田昌宏, 稲葉文男: 5. 2 光ヘテロダインCT法, 光ヘテロダイン技術 (新技術コミュニケーションズ, 1994) 114-127.
- 29) 大谷幸利, 綿貫幸仁, 吉澤徹: "光硬化性樹脂の硬化過程の解析 (II) 一屈折率分布時間変化の測定一", 精密工学会秋季学術講演会講演論文集 (1993) 551-552.
- 30) G.Indebetow: "Profile measurement using projection of running fringes", Appl.Opt., 17, 18 (1978) 2930-2933.
- 31) J.C.Perrin, A.Thomas: "Electric processing of moire fringes: application to moire topography and comparison with photogrammetry", Appl.Opt., 18, 4, (1979) 563-574.
- 32) T.Yoshizawa, H.Tashiro, S.Nakagawa: "Interpolation of Contour Intervals in Moiré topography " optics communications, 42, 6 (1982) 399-402.
- 33) 吉澤徹, 田代発造, 中川慎也: "位相検出によるモアレ法の高感度化", 精密機械 51, 4 (1985) 816-821.
- 34) H.Takasaki: "Moiré Topography ", Appl. Opt. 9, 6 (1970) 1467-1472.
- 35) D.M.Meadows, W.O.Johnson, J.B.Allen: "Generation of Surface Contours by Moiré Patterns", Appl. Opt., 9, 4 (1970) 942-947.

- 36) 吉澤徹, 大谷幸利: "サブミクロン感度をもつアモレットボグラフィ法", 精密工学会誌 55, 1 (1989) 152-154.
- 37) J.M.Cowley: Diffraction physics (North-Holland, 1984) 19.
- 38) 計量管理協会編: センサの原理と使い方 (1), コロナ社, 1983.
- 39) A.M.Smith: "Polarization and magnetoptic properties of single-mode optical fiber", Appl.Opt. 17,1 (1978)52-56.
- 40) T.Yoshino, M.Nara: "Some fiber-Optic Sensors Using Differential Heterodyne Method", Proc. 4th Sensor Symposium, (1984) 27-31.
- 41) A.Dandridge et.al.: "Optical fiber magnetic field sensors", Elect. Lett., 16, 11(1980)408-409.
- 42) S.C.Rashleigh: "Magnetic-field sensing with a single -mode fiber", Opt.Lett., 6,1 (1981)19-21.
- 43) B.M.Berkovsky, V.F.Medvedev, M.S.Krakov: Magnetic fluids (Oxford science Publications, 1993) .
- 44) 武富荒, 近角聡信: 磁性流体 (日刊工業新聞社, 1988) ,
- 45) 神谷新一: 磁性流体入門 (産業図書, 1989)
- 46) Y.N.Skibin et.al.: "Birefringence in a ferromagnetic liquid", Sov.Phys.JETP, 45,3 (1977)496-499.
- 47) S.Taketomi: "Magnetic Fluid's Anomalous Pseudo-Cotton Mouton Effects about 10<sup>7</sup>Times Larger than That of Nitrobenzene", Jpn.J.Appl.Phys.,22,7 (1983) 1137-1143.
- 48) 吉澤徹, 北島雅一: "磁性流体の光学的特性に関する研究", 精密工学会誌, 53,7 (1987) 1117-1122.
- 49) S.Taketomi: "Magnetic fluid sensor using an anomalous pseudo-cotton mouton effect of a magnetic fluid thin film", Proc. of the 3rd Sensor symp.(1983) 175-178.
- 50) 吉澤徹, 大谷幸利, 国部博行: "磁性流体を用いた磁場センサに関する研究", 第37回応用物理学会関係連合講演予稿集, 28p-C-17 (1990) 742.
- 51) Y.Otani, T.Yoshizawa, A.Tanahashi: "Optical heterodyne measurement of magnetic field using magnetic fluid", Proc.SPIE Vol.1756 (1992)75-80.
- 52) 大谷幸利, 櫻橋昌史, 吉澤徹: "磁性流体を用いた磁場センシング", 精密工学会誌 59, 7 (1993) 1109-1113.
- 53) 高崎宏: 5. 偏光の表示, 結晶光学 (1975, 森北出版) 102-163.
- 54) E.Collett: Polarized light (1993, Marcel Dekker) .
- 55) N.Umeda, H.Takasaki: "New ellipsometry realized by the use of a stabilized two-frequency laser", Surface science, 96, (1980) 141-148.



- 56) Y.Otani, A.Tanahashi, T.Yoshizawa : "Magnetostatic field measurement by optical heterodyne method with magnetic fluids", *Optical Engineering*, 33, 4 (1994) 1069-1073
- 57) 大谷幸利, 吉澤徹 : 3. 1 光ヘテロダイン干渉計, 光ヘテロダイン技術 (新技術コミュニケーションズ, 1994) 55-63.
- 58) G.E.Sommargren : "Optical heterodyne profilometry", *Appl. Opt.* 8, 3 (1981) 610-618.
- 59) W.Baronian : "Acoustooptic Bragg diffraction devices and their applications", *IEEE '74 region six conf.* (1974) 70-77.
- 60) 藤田宏夫 : "音響光学素子を用いたビーム走査式差動型ヘテロダイン干渉法による3次元表面形状計測", *光学*, 21 (1992) 327-332.
- 61) 大谷幸利, 小田悦宏, 吉澤徹, 藤田宏夫 : "面分解能を向上した差動型光ヘテロダイン法による表面形状計測", 第54回応用物理学会学術講演会講演予稿集 27P-D-7 (1993) 852.
- 62) 大谷幸利, 小田悦宏, 井門修, 藤田宏夫, 吉澤徹 : "音響光学素子を用いた差動型光ヘテロダイン法による3次元表面形状計測", *精密工学会誌* (投稿中).
- 63) K.G.Birch : "Oblique incidence interferometry applied to non-optical surfaces", *J.Phys.E*, 6 (1973) 1045-1048.
- 64) D.Boebel, B.Packros, H.J.Tiziani : "Phase shifting in an oblique incidence interferometer", *Opt. Engg.* 30, 12 (1991) 1910-1914.
- 65) T.Ino, T.Yatagai : "Oblique incidence interferometry for gear tooth surface profiling", *Proc. SPIE Vol. 1720* (1992) 464-469.
- 66) N.Abramson : "The Interferoscope : a new type of interferometer with variable fringe separation", *Optik* 30 (1969) 56-71.
- 67) 大谷幸利, 吉澤徹, 押野則子 : "位相シフト型アブラムソン干渉計による粗面測定", *精密工学会誌*, 60, 3 (1994) 432-435.
- 68) V.Srinivasan, H.C.Liu, M.Halioua : "Automated phase-measuring profilometry : a phase mapping approach", *Appl. Opt.*, 24,2 (1985) 185-187.
- 69) T.Yoshizawa, R.Komatsubara, Y.Otani, Y.Kawaguchi : "Non-contact 3D Measurement System for Assessment of Wrinkles", *Optical Methods in Bio-Medical and Environmental Sciences* (Elsevier Science, 1994) 129-132.
- 70) M.Gruber, G.Häusler : "Simple, robust and accurate phase-measuring triangulation", *Optik*, 89,3 (1992) 118-122.

- 71) R.Gu, T.Yoshizawa, Y.Otani: "One-step phase shift 3-D surface profilometry with grating projection", *Optics Laser in Engineering* 21, 1-2 (1994) 61-75.
- 72) 田中康司, 大谷幸利, 吉澤徹: "One-Step GRASPによる動的形状計測", 精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集 (1994) 55-56.
- 73) D.W.Robinson: "6. Phase Unwrapping methods", *Interferogram Analysis* (Institute of Physics Publishing, England 1993) 194-229.
- 74) R.M.A.Azzam and N.M.Bashara: *Ellipsometry and Polarized Light*, (North-Holland 1987).
- 75) 持田悦宏: "位相変調による複屈折測定と応用", *光技術コンタクト*, 27 (1989) 127-134.
- 76) 梅田倫弘, 高和宏行: "横ゼーマンレーザによるガラスレーザディスクの残留応力分布の計測", *電子情報通信学会論文誌 C-1, J73-C-1*, 10 (1990) 652-657.
- 77) 野口正人, 石川剛, 大野政博, 立原悟, 小川良太: "複屈折空間分布の測定法", 第52回応用物理学会学術講演会, 9p-A-8, (1991).
- 78) Kazuo Oka, Tomoaki Takeda and Yoshihiro Ohtsuka: "Optical heterodyne polarimeter for studying space- and time-dependent state of polarization of light," *J. Modern Optics*, 38, 8 (1991) 1567-1580.
- 79) 大谷幸利, 島田卓也, 吉澤徹, 梅田倫弘: "位相シフト法による2次元複屈折分布測定", *光学*, 21, 10 (1992) 682-687.
- 80) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa, N.Umeda: "Two-dimensional Birefringence Measurement using the Phase Shifting Technique", *Proc. SPIE* 1720 (1992) 346-354.
- 81) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa, N.Umeda: "Two-dimensional Birefringence Measurement using the Phase Shifting Technique", *Optical Engineering*, 33, 5 (1994) 1604-1609.
- 82) J.Schwider, R.Burow, K.-E.Elsner, J.Grzanna, R.Spolacyk, K.Merkel: "Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources", *Appl. Opt.*, 22, 21 (1983) 3421-3432.
- 83) 大河正志, 石山和彦, 関根征士, 安東滋: "磁性流体を用いた磁場分布測定", *光学*, 22, 1 (1993) 49-53.
- 84) 大谷幸利, 島田卓也, 吉澤徹: "磁性流体による磁場計測 (II) -2次元磁場分布の測定-", 第53回応用物理学会学術講演会講演予稿集 18a-SP-12 (1992) 825.
- 85) Y.Otani, T.Yoshizawa: "Two-dimensional magnetic field measurement using the magneto-optic effects of magnetic fluids", *Proc. ICOESE'94 Vol.2321 Supplementary Papers* (1994) 9-15.
- 86) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa: "The local-sampling phase shifting technique for precise two-dimensional birefringence measurement", *Frontiers in information optics Topical Meeting of The International Commission for Optics, Meeting digest* (1994) 178.

- 87) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa : "The local-sampling phase shifting technique for precise two-dimensional birefringence measurement" , Optics Review 1, 1 (1994) 103-106.
- 88) Y.Otani, T.Yoshizawa : "Polariscope using the Phase Shifting Technique", Proc. SPIE 2265 ( 1994 ) 54-61.
- 89) N.Okuhara, R.Gu, Y.Otani, T.Yoshizawa : "Interference measurement of nonoptical surface by one-step phase shifting technique", Frontiers in information optics Topical Meeting of The International Commission for Optics Meeting digest ( 1994 ) 181.

## 研究発表リスト

### 学位論文に関係する発表論文

#### 1. 原著論文

- (1) 吉澤徹, 大谷幸利: サブミクロン感度をもつモアレトポグラフィ法, 精密工学会誌 55, 1 (1989) 152-154.
- (2) 大谷幸利, 鳥田卓也, 吉澤徹, 梅田倫弘: 位相シフト法による2次元複屈折分布測定, 光学 21, 10 (1992) 682-687.
- (3) 大谷幸利, 棚橋昌史, 吉澤徹: 磁性流体を用いた磁場センシング, 精密工学会誌, 59, 7 (1993) 1109-1113.
- (4) 大谷幸利, 吉澤徹, 押野則子: 位相シフト型アブラムソン干渉計による粗面測定, 精密工学会誌, 60, 3 (1994) 432-435.
- (5) Y.Otani, T.Yoshizawa, A.Tanahashi: "Magnetostatic field measurement by optical heterodyne method with magnetic fluids", Optical Engineering, 33, 4 (1994) 1069-1073.
- (6) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa, N.Umeda: "Two-dimensional Birefringence Measurement using the Phase Shifting Technique", Optical Engineering, 33, 5 (1994) 1604-1609.
- (7) R.Gu, T.Yoshizawa, Y.Otani: "One-step phase shift 3-D surface profilometry with grating projection", Optics and Lasers in Engineering, 21, 1-2 (1994) 61-75.
- (8) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa: "The local-sampling phase shifting technique for precise two-dimensional birefringence measurement", Optical Review, 1, 1 (1994) 103-106.
- (9) 大谷幸利, 小田悦宏, 井門修, 藤田宏夫, 吉澤徹: 音響光学素子を用いた差動型光ヘテロダイン干渉法による3次元表面形状計測, 精密工学会誌 (投稿中).

#### 2. 国際会議論文集

- (1) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa, N.Umeda: "Two-dimensional Birefringence Measurement using the Phase Shifting Technique", Proc. SPIE 1720 (1992) 346-354.
- (2) Y.Otani, T.Yoshizawa, A.Tanahashi: "Optical heterodyne measurement of magnetic field using magnetic fluid", Proc. SPIE 1756 (1992) 75-80.

- (3) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa : "The local-sampling phase shifting technique for precise two-dimensional birefringence measurement", Topical Meeting of The International Commission for Optics Meeting Digest (1994) 178.
- (4) Y.Otani, T.Yoshizawa : "Polariscope using the Phase Shifting Technique", Proc. SPIE 2265 (1994) 61-78.
- (5) Y.Otani, T.Yoshizawa : "Two-dimensional magnetic field measurement using the magneto optic effects of magnetic fluids", Proc. ICOESE'94 Vol.2321 Supplementary Papers (1994) 9-15.

### 3. 口頭発表

- (1) 吉澤徹, 大谷幸利 : サブミクロン感度をもつモアレトポグラフィ法の試み, 昭和62年度精密工学会秋季大会学術講演会 (1987) .
- (2) 大谷幸利, 吉澤徹 : 位相変調によるモアレトポグラフィの超高感度化, 第13回モアレ・3次元計測研究会 (1988) .
- (3) 大谷幸利, 梅田倫弘, 吉澤徹 : 横ゼーマンレーザを用いた光ヘテロダイン法 (第1報), 昭和63年度精密工学会春季大会学術講演会 (1988) .
- (4) 吉澤徹, 大谷幸利, 国部博行 : 磁性流体を用いた磁場センサに関する研究, 第37回応用物理学関係連合講演会 (1990) .
- (5) 島田卓也, 大谷幸利, 吉澤徹, 梅田倫弘 : 位相シフト法による複屈折測定, 1992年度精密工学会秋季大会学術講演会 (1991) .
- (6) 大谷幸利, 島田卓也, 吉澤徹, 梅田倫弘 : 位相シフトを利用した複屈折の測定, 第52回応用物理学学会学術講演会 (1991) .
- (7) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa, N.Umeda : "Two-dimensional Birefringence Measurement using the Phase Shifting Technique", Int. Symp. on Optical Fabrication, Testing, and Surface Evaluation (1992, Tokyo) .
- (8) Y.Otani, T.Yoshizawa, A.Tanahashi : "Optical heterodyne measurement of magnetic field using magnetic fluid", Interferometry : Applications (1992, San Diego) .
- (9) 大谷幸利, 島田卓也, 吉澤徹, 梅田倫弘 : 位相シフトを利用した複屈折測定 (II), 第39回応用物理学連合関係講演会 (1992) .
- (10) 大谷幸利, 島田卓也, 吉澤徹 : 磁性流体による磁場計測 (II) - 2次元磁場分布の測定 -, 第53回応用物理学学会学術講演会 (1992) .

- (11) 鳥田卓也, 大谷幸利, 吉澤徹, 梅田倫弘: 位相シフトを利用した複屈折測定 (III), 第53回応用物理学学会学術講演会 (1992) .
- (12) 大谷幸利, 吉澤徹: 磁性流体による光ファイバ磁場センサ, 精密工学会秋季学術講演会 (1992) .
- (13) 鳥田卓也, 大谷幸利, 吉澤徹: 光学部品の2次元複屈折分布測定, 精密工学会秋季学術講演会 (1992) .
- (14) 大谷幸利, 押野則子, 吉澤徹: 位相シフト・アブラムソン干渉計による組面計測, 精密工学会春季大会学術講演会, (1993) .
- (15) 顧若偉, 吉澤徹, 大谷幸利: "One-step phase shift system with 8-pixel-pitch fringe pattern", 精密工学会秋季学術講演会 (1993) .
- (16) 大谷幸利, 小田悦宏, 吉澤徹, 藤田宏夫: "面分解能を向上した差動型光ヘテロダイン法による表面形状計測", 第54回応用物理学学会学術講演会 (1993) .
- (17) Y.Otani, T.Shimada, T.Yoshizawa : "The local-sampling phase shifting technique for precise two-dimensional birefringence measurement", Frontiers in Information Optics, Topical Meeting of The International Commission for Optics (1994, Kyoto) .
- (18) 田中康司, 大谷幸利, 吉澤徹: "投影格子ワンステップ位相シフト方式による三次元計測", '94光計測シンポジウム (1994) .
- (19) Y.Otani, T.Yoshizawa : "Polariscope using the Phase Shifting Technique", SPIE Annual Meeting International Symposium on Optics, Imaging and Instrumentation "Polarization Analysis and Measurement II" (1994, San Diego) .
- (20) Y.Otani, T.Yoshizawa : "Two-dimensional magnetic field measurement using the magneto-optic effects of magnetic fluids", Int. Conf. on Optoelectronic Science and Engineering" (1994, Beijing) .
- (21) 大谷幸利, 井門修, 藤田宏夫, 吉澤徹: "音響光学素子を用いた差動型光ヘテロダイン干渉法による3次元形状計測", 精密工学会秋季学術講演会 (1994) .
- (22) 田中康司, 大谷幸利, 吉澤徹: "One-step GRASPによる動的形状計測, 精密工学会秋季学術講演会 (1994) .
- (23) 大谷幸利, 吉澤徹: "ワンステップ位相シフト方式による2次元複屈折分布計測", 第55回応用物理学学会学術講演会 (1994) .

その他 (学位論文に関するもの以外)

4. 原著論文

- (1) 棚橋昌史, 太谷幸利, 吉澤徹: "半導体レーザを用いた直交2周波光源の開発", 光学, 23, 12 (1994) 758-764.

5. 国際会議論文集

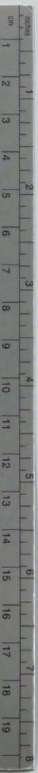
- (1) T.Yoshizawa, Y.Otani, A.Tochigi, T.Furuki: "Displacement measurement by the detection of contrast variation of a projected pattern", Proc.SPIE 1756 (1992) 82-85.
- (2) N.Okuhara, R.Gu, Y.Otani, T.Yoshizawa: "Interference measurement of nonoptical surface by one-step phase shifting technique", Topical Meeting of The International Commission for Optics Meeting Digest (1994) 181.
- (3) T.Yoshizawa, R.Komatsubara, Y.Otani, Y.Kawaguchi: "Non-contact 3D Measurement System for Assessment of Wrinkles", OWLS III Optical Methods in Bio-Medical and Environmental Sciences Abstract (1994) 61.

6. 著書

- (1) 太谷幸利: "3.1 光切断法の原理と応用", O plus E シリーズ (1), 光三次元計測 (1) (新技術コミュニケーションズ, 1993) 28-37.
- (2) 太谷幸利, 吉澤徹: "3. 光ヘテロダイン干渉法", O plus E シリーズ (2) 光ヘテロダイン技術 (新技術コミュニケーションズ, 1994) 55-68.
- (3) T.Yoshizawa, R.Komatsubara, Y.Otani, Y.Kawaguchi: "Non-contact 3D Measurement System for Assessment of Wrinkles", Third International Conference on Optics Within Life Sciences OWLS III (Elsevier, 1994) 129-132.







### Kodak Color Control Patches

- Blue
- Cyan
- Green
- Yellow
- Red
- Magenta
- White
- 3/Color
- Black



### Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM Kodak

- A** 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

