

光波干渉応用技術 8

二周波直交偏光干渉法

高崎 宏

静岡大学電子工学研究所 〒432 浜松市城北 3-5-1

(1984年6月4日受理)

Interferometry 8

Heterodyne Interferometry by the Use of an STZL

Hiroshi TAKASAKI

Research Institute of Electronics, Shizuoka University,
3-5-1, Johoku, Hamamatsu 432

1. 緒 言

最近, 光波干渉における縞端数の測定分解能を高め, かつこれを自動測定するために, 種々の型の光ヘテロダイン干渉が用いられるようになった¹⁾. ヘテロダイン干渉法はラジオのヘテロダイン受信と同じく, 検出したい信号に局部発振出力を混合して差の周波数をもつ中間周波信号をつくり, 信号を処理するが, 次のような特徴をもっている.

- 1) 局部発振周波数を選ぶことにより中間周波数を取り扱いやすい周波数域にもってこることができる.
- 2) 局部発振の強さによって中間周波信号の大きさを調節できる.
- 3) 信号波の位相が中間周波信号の位相に変換される.

ところがこれを行なうには, 信号波に対して一定の周波数差をもつ局部発振出力がなければならぬ.

この局部発振出力を得るのに電気通信では完全に独立した発振器を用いているが, 光波干渉測定の場合には, 中間周波数がゆらがない程度に安定な独立した光の発振器を使用することが容易でないために, 測定する光に対して一定の周波数差をもつ光をつかって参照用の光路を通して受信端に送り, これを局部発振出力として用いている.

この“測定される光に対して一定の周波数差をもつ光”

をつくるのに, 従来から, 回転放射格子や進行超音波からの回折, プリズム挿入や反射鏡移動による光路長の連続変化, 偏光光学的な位相の連続変化, 等が用いられているがこれらの方法は特別な素子や機械運動を伴う機構を必要とし, 必ずしも簡便には利用できない. ところがレーザーの発達により, 差周波数の安定した二つのスペクトル光を連続して発振させることができるようになった. なかでも発振成分が偏光の直交性によって区別された二周波直交偏光レーザーは光ヘテロダイン干渉測定の目的にきわめて有用である. そこで, 以下, 二周波直交偏光レーザーの種類と性質を簡単に説明し, 直交した直線偏光を発振成分とする周波数安定化横ゼーマンレーザー (STZL) の原理と製作上の要点を述べ, 最後に, 測定すべきヘテロダイン信号の位相変化が小さい場合と, 変化が大きく速い場合に対する測定の限界, および位相差の極座標表示方法について説明する.

2. 二周波直交偏光レーザー

二周波直交偏光レーザーとは, 偏光状態が互いに直交し, 光周波数差が一定に保たれた一対の光を発振するレーザーを意味する. ただし, ここでは偏光状態の直交を一般的な意味で用いており, 左右の円偏光も直交した偏光の対と考える.

2.1 二縦モードレーザー

レーザー管端に共振器反射鏡を封着した内部鏡型 He-

Ne レーザーは、現在光学系調整の目的に広く利用されている。この種のレーザーの発振光の偏りはしばしばランダムと表示されているが実はランダムではなく、縦モードごとに互いに直交する方向に直線状態に近く偏っている。この方向は管球に固有で、共振器反射鏡の面内異方性によってきまる。

レーザー管の共振器が短く縦モード間隔周波数が利得周波数幅より大きいときには、共振器長が変わるとある縦モードの発振が離調して発振が停止した後次の縦モードが発振する。このとき各発振光は、二つの直交する固有方位のどちらか一つの方向に偏っている。ところが先行する縦モードの発振が停止しないうちに次の縦モードが発振しはじめる場合には、後の発振は先行する縦モードの発振と直交した偏りで発振する。放電管が放電発熱で伸びつつある状態では、先行する縦モード発振が最大を過ぎて弱くなってゆく一方で、後に発振しはじめた次の縦モードが最大に向けて強くなる。これら二つの発振は互いに直交した直線状態に近い偏光であるから、これらを分離し、強度比が一定になるよう共振器長を自動制御すれば共振器長は一定に保たれ、発振光の周波数が安定化される²⁻⁵⁾。

このレーザーは簡便な波長基準レーザーとして開発された。波長基準の光と考える場合には単一スペクトルであることが要求されるから、発振光を固有方位の一つに平行な直線偏光子に通し、単一スペクトル光化する。しかし直線偏光子を用いなければ、発振光は周波数差が縦モード間隔周波数に等しく成分光が直交直線偏光である二周波直交偏光レーザーとなり、直線偏光子方位を45°にすれば、縦モード間隔周波数で強度変調された直線偏光光源となる。

よく普及している共振器長26cm程度の管球の場合縦モード間隔周波数は570MHzとなり簡易な測定信号周波数としては少し高すぎる。しかし高い変調周波数を必要とする目的には、特別な変調器を用いなくて簡単に強度変調光が得られる光源として利用される。

2.2 軸ゼーマンレーザー

利得帯域の中央付近で単一縦スペクトル発振する He-Ne レーザーに軸方向磁場を加えると、発振は右まわりと左まわりの円偏光に分離する。右まわりと左まわりの円偏光に対する利得-周波数特性は周波数方向に分離しているため、発振光に含まれる二つの円偏光成分の強度が等しくなるよう共振器長を調節すれば、共振器長は二つの利得-周波数特性曲線が交差する位置に固定され、発振周波数が安定化される。

このとき、二つの偏光成分に対してレーザー媒質の実効屈折率に差が生じ、左右円偏光の発振周波数が異なってくる。この光周波数の差は加えられた軸磁場の強さに比例して変化する⁶⁾。

このレーザーは米国のヒューレットパッカード社の測長システムの光源として用いられ、現在、管球に内蔵された PZT ミラーマウントで共振器長を調節する在来の型と、管球温度をヒーター加熱によって調節する新しい型のもが供給されている。成分光の周波数差は磁場の強さによって1.8MHzに規格化されている。

2.3 横ゼーマン型レーザー

内部鏡型レーザーに2本の縦スペクトル光が発振している状態で、その管球の固有方位方向に横磁場を加えると、利得特性の周波数幅がせまくなり、適当な横磁場強さではすべての発振光出力が1本の縦スペクトルに集中される。単一同位体ネオン²⁰Neとヘリウム³Heを1:5の圧力比で総圧3.0Torrに封入した共振器長26.5mmのレーザー管における単一縦スペクトル化の状況を図1に示す。

この図は、共振器が放電熱で伸びるに従って発振縦スペクトルが移動するのを、蓄積型オシロスコープで蓄積して記録した結果で、各写真の下の数字は磁束密度(G)値である。

横磁場を加えないときは(0)のように2本(または3本)の縦スペクトルで発振するが、横磁場を加えると(285)のように利得の山の幅がせばまり、最適の横磁場を加えたときには(317)のように利得特性は縦スペクト

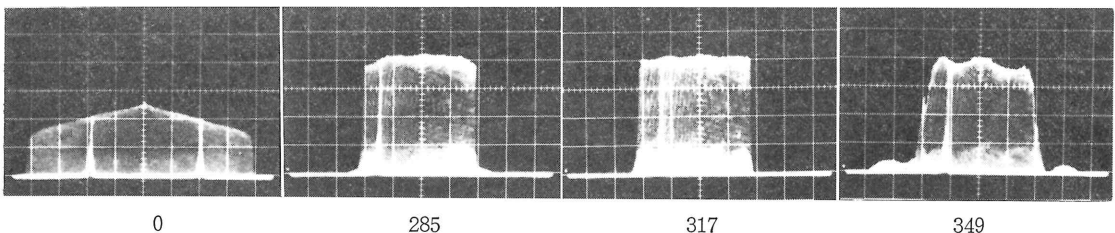


図1 単一同位体ネオン内部鏡型 He-Ne レーザーの利得特性の横磁場による変化 (143 MHz/div)

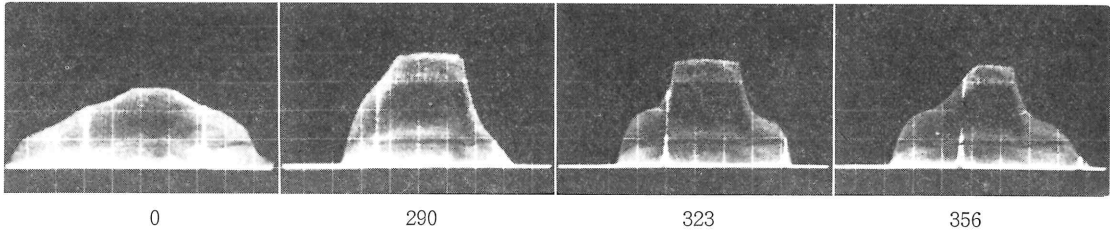


図 2 自然ネオン内部鏡型 He-Ne レーザーの利得特性の横磁場による変化 ($^3\text{He-natNe}$)

ル間隔周波数の方形状になる。この範囲内では発振は必ず単一スペクトルで強度は変化しない。横磁場をさらに強くすると(349)のように再び利得特性の裾が拡がり、共振器の同調状態によって2本の縦スペクトルで発振するようになる⁷⁻¹⁰⁾。しかしこれは単一同位体ネオンを用いたレーザー管の場合で、自然ネオンを用いたレーザーではこれほど完全な単一縦スペクトル化は得られない。わが国で製造されている汎用内部鏡型レーザーは自然ネオンを用いているから、この種のレーザーの単一縦スペクトル化特性について述べておくことは、市販管球を用いた横ゼーマン型レーザーを製作するときの参考となる。

市販内部鏡型レーザーの単一縦スペクトル化の状況を図2に示す。自然ネオンは ^{20}Ne と ^{22}Ne の約9:91の混合体であるために、無横磁場の利得特性は左右非対称になり、 ^{20}Ne を用いたレーザーに比べ高周波側にずれる。最適の磁束密度323Gを加えた場合にも利得特性は ^{20}Ne を用いたレーザーのようには方形にならず裾が拡がる。しかし、共振器長が30cmまでの管球ならば、発振縦スペクトルを利得中心付近で単一にできる。

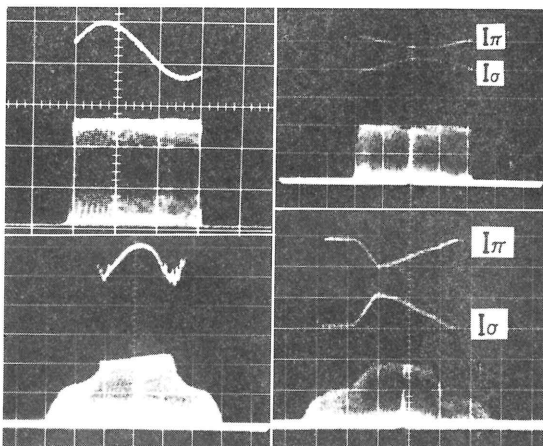


図 3 横磁場により単一縦スペクトル化された光を構成する二つの発振光成分の周波数差(左)と成分光強度(右)の共振器同調特性
上: 単一同位体ネオンレーザー, 下: 自然ネオンレーザー

興味のあることは図1(285), (349)の左右の裾の拡がりを上下反転させると、右の裾は利得特性の山の左の凹みに、左の裾は山の右の凹みにはまって、(317)の方形利得特性になることである。この方形利得状態は、横磁場によるゼーマン分離周波数が縦スペクトル間隔周波数と等しくなり、このために隣り合う縦モード間の競合が強くなって、全発振出力が単一の縦スペクトルに集中されるために生じる。

この単一縦スペクトル光は、横磁場方向に振動する π 成分とこれに直交する方向に振動する σ 成分から成り立っている。これらの二つの振動成分の周波数差と強度の共振器同調特性を、 ^{20}Ne を用いたレーザーと自然ネオンを用いたレーザーについて図3に示す。上が単一同位体ネオンを用いたレーザー、下が自然ネオンを用いたレーザーの結果で、それぞれ左が利得と成分光差周波数の共振器同調特性、右が利得と二つの発振成分強度 I_π と I_σ の共振器同調特性である。これらのうち成分光差周波数と成分光強度の共振器同調特性は、レーザー管を管軸のまわりに 90° 横磁場のなかで回転させると、上下反転する。



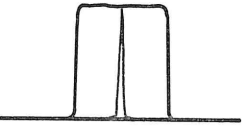


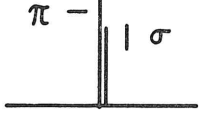
単一同位体ネオンを用いたレーザーでは、成分光差周波数が共振器同調に対してS字型に変化するから、この変化の中央の直線変化部を用い、成分光差周波数を一定に保つよう共振器長を制御すれば光周波数を安定化でき、さらにS字曲線の変曲点に制御することにより、光周波数の絶対値も再現できる。

自然ネオンを用いたレーザーについて、われわれは当初、同調の中央部分で単調に変化する成分光の強度比を用いて制御すればよいと考えたが、成分光周波数で制御することに習熟した現在では、自然ネオンを用いたレーザーの場合にも、安定化周波の絶対値は問題にせず、成分光の差周波数が単調に変化する領域で差周波数を用いて安定化するほうが有利であると考えている。

2.4 二周波直交偏光レーザーの比較

3種の二周波直交偏光レーザーの特性を、模式図と数値によって対比し、表1に示す。

表1 二周波直交偏光レーザーの種類と特徴

	二縦モードレーザー	軸ゼーマンレーザー	横ゼーマンレーザー
利得特性と縦スペクトル			
成分光スペクトルと偏光特性	管球固有方位直交直線偏光 	右円偏光と左円偏光 	磁場方向と直交の直線偏光 
成分光差周波数 f_b (MHz)	570	1.8	0.1~1.0
全光出力 (mW)	2~3	0.5~1.0	2~3
単一スペクトル出力 (mW)	1.0~1.5	0.5~1.0	2~3
製品	TROPEL Model 100 SORO M 100 E 日本科学エンジニアリング	HEWLETT PACKARD 5501 A 5518 A	朝日分光 共 図

二縦モードレーザーと横ゼーマンレーザーは、共振器長 265mm の管球で構成されたものを考えている。

二縦モードレーザーの成分光差周波数は、一般の光ヘテロダイン干渉の目的には高すぎる。また市販管球を用いて構成しようとする、制御がうまくかけられない管球がかなりの割合で出てくるという問題がある。

軸ゼーマンレーザーは、磁場をかけない状態で単一縦スペクトル発振するレーザーを用いなければならない関係上共振器長が制限され、光出力が他に比べて小さい。成分光は左右の円偏光であるが、実際には 1/4 波長板で直交直線偏光に変換して利用する場合が多い。

横ゼーマンレーザーは、全光出力を単一の縦スペクトルに集中して利用している。市販管球を用いて構成する場合、ほとんどの管球を安定化できる。成分光差周波数は 100 kHz から 1 MHz の範囲で管球の選定により変えられる。これは利点と考えられる場合もあるが、将来は規格化されることが望ましい。

3. STZL による光ヘテロダイン干渉

3.1 STZL

以下、周波数安定化された横ゼーマン型二周波直交偏光レーザーを、周波数安定化横ゼーマンレーザー(STZL)と呼ぶ。図4に市販管球を用いて構成されたSTZLを示す。約 300G の最適横磁束密度場はフェライト磁石列で

加えられており、共振器長の制御は風冷ファンでレーザー管を適当に冷却することにより行なわれている。ファンの制御駆動に必要な電力は 0.01W にすぎない。

このレーザーの発振光を回転直線偏光子を通して光電変換すると、図5(a)のように、偏光子回転に伴う成分光ビートの振幅変化が観察される。振幅が極小になる位置は偏光子の透過方位が成分光の偏りの長手方向に直交した時点に対応する。ここで振幅がゼロにならないのは、成分光が完全な直線偏光ではないことを示す。この成分光ビート振幅の極小値は、発振光を位相板に通しその方位を調節することにより、(b)のようにゼロにな

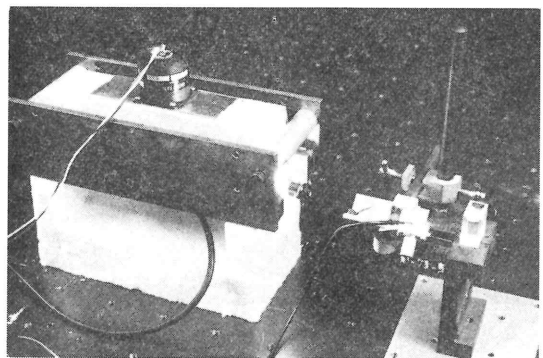
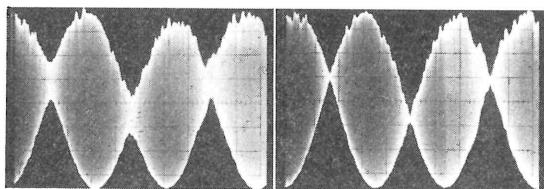


図4 市販内部鏡型レーザーを用いて実験台上に構成された周波数安定化横ゼーマンレーザー(STZL)



(a) 補償前 (b) 補償後

図 5 方位回転直線偏光子を通して観測された成分光ビート振幅の変化

る^{9,10)}。これは二つの成分光が直線偏光化されたことを示す。成分光を直線偏光化するばかりでなく、たとえばそれらの方位を垂直と水平に設定したいときは、任意の位相板の代わりにソレイユバビネ補償子を用い、その位相補償量と主軸方位を調節する。

3.2 分離光路型光ヘテロダイン干渉計

二光束干渉計を偏光ヘテロダイン干渉計化した¹¹⁾測角用干渉計を図6に示す¹²⁾。正弦腕の回転角は、正弦腕の回転によって生じる光路長差の変化と正弦腕長の比を正弦値とする角として求められる。

STZLの発振光をソレイユバビネ補償子SBCにより、成分光が基板面に平行と垂直の直線偏光になるように調整し、偏光分離プリズムPBSにより二つの光路に分離する。それぞれの光成分は、垂直軸正弦腕の端に稜線を垂直に取り付けられた直角組合せ反射器PR₁・PR₂と、稜線を水平に基板に固定された内面反射プリズムPR₃・PR₄で反射され入射光の真下を通してPBSで反射し、フォトダイオードPhに入射する。それぞれの光路をたどってフォトダイオードに入る光は方位45°の直線偏光子P_{45°}を通った後、互いに干渉して光ビートを生ずる。

この光学系においては、反射の入射面がすべて基板に平行または垂直のどちらかになっている。このために成分光の偏光状態変化はなくなり、復路にPBSから抜け出す光は入射光の0.4%にすぎなかった。反射器にコーナーキューブプリズムを用いた場合この漏れは17%であった。

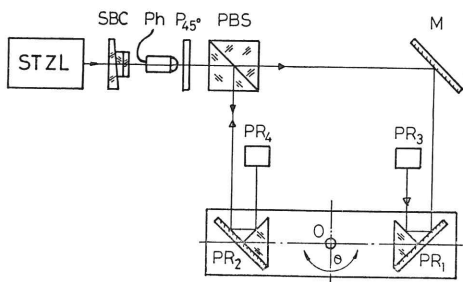


図 6 測角用ヘテロダイン偏光干渉計

第1の光路を通った後受光器に入る光と、第2の光路を通った後受光器に入る光は、それぞれ(1)式のように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= a_1 \cos \{ 2\pi(\nu_1 t - l_1/\lambda_1) + \varphi_1 \} \\ E_2 &= a_2 \cos \{ 2\pi(\nu_2 t - l_2/\lambda_2) + \varphi_2 \} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ただし a は振幅, ν は振動数, λ は波長, φ は初期位相, l は光路長, 脚字 1 と 2 は, その値が脚字で示された光路を通る光の値であることを示す。

この段階で E_1 と E_2 は互いに直交する直線偏光で、同時に受光器に入っても干渉しない。干渉させるためには直線偏光子を受光器の前に入れる。透過光の強度変化は透過光の合成振幅(2)式を2乗し、時間平均をとって、(3)式のように求められる。

$$E = E_1 \cos \theta + E_2 \sin \theta \quad (2)$$

$$\begin{aligned} I &= \langle E^2 \rangle \\ &= (1/2)[a_1^2 \cos^2 \theta + a_2^2 \sin^2 \theta \\ &\quad + a_1 a_2 \sin 2\theta \cos 2\pi \{ f_b t - (l_2/\lambda_2 - l_1/\lambda_1) + \varphi \}] \quad (3) \end{aligned}$$

ただし, θ は偏光子の方位角, $f_b = \nu_2 - \nu_1$, φ は成分光の初期位相の差 $\varphi_2 - \varphi_1$ である。

(3)式から次のことがわかる。

a) 干渉信号は成分光の周波数差 f_b を周波数とする交番信号である。b) この信号の位相は二つの光成分の位相差に従って変化する。c) この信号の大きさは、直線偏光子の方位 θ により変化し、 $\theta = 45^\circ$ のとき極大になる。d) $\theta = \tan^{-1} a_1/a_2$ のとき干渉信号の変調度は最大(極小値がゼロ)になる。

この干渉計を測長に用いる場合には、波長として厳密には、測長用の光路を通る光成分の波長を用いるべきである。しかし二成分光の波長差はSTZLの場合 5×10^{-9} 程度と小さいから、ほとんどの場合平均波長を用いてよい。以下成分光の周波数差を f_b 周波数、干渉信号を f_b 信号とよぶ。

3.3 限界性能の検討

ビームスプリッターを偏光成分分離プリズムに交換し光源として二周波直交偏光レーザーを用いれば、ほとんどの光干渉測定をヘテロダイン干渉化できる。しかし測定限界の検討は図6のような干渉光路が空間的に分離した干渉計を用いては行なえない。これは空気の擾乱や装置の振動などによる測定量のゆらぎが検討したい対象よりはるかに大きいからである。ところが直交偏光を利用したヘテロダイン干渉法には、複屈折性結晶で作られた素子を安定な共通光路干渉計として利用できるという利点がある。これは単なる二周波ヘテロダイン法にはない特徴である。

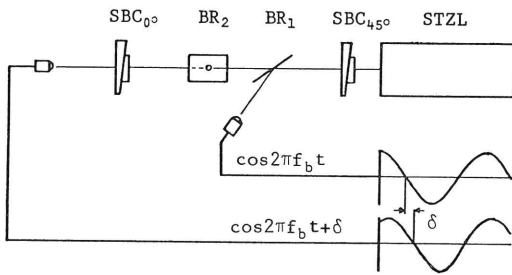


図7 測定限界を検討するためのヘテロダイン複屈折干渉計

STZLは直交直線偏光を共振し、直交成分の光学的位相差はヘテロダイン干渉法により周波数 f_b の電気的信号の位相に変換されるから、直交直線成分の相対位相差を調節するソレイユバビネ補償子はそのまゝ理想的な干渉計となる。図7のような配置で、複屈折主軸方位をSTZL成分直線偏光方位に合わせたソレイユバビネ補償子 SBC_{0° を通った後のヘテロダイン干渉信号の位相を測定する。このときの位相基準としては、 SBC_{0° より前の位置に置かれた、入射面方位 45° で入射角が偏光角の硝子板、 BR_1 （以下 Brewster 反射器と呼ぶ）を反射した光を光電変換した f_b 信号を用いる。

位相基準 f_b 信号とヘテロダイン干渉 f_b 信号でリサーチ図形を描かせ、これが直線または円になるのを眼で判定して行なった位相差の繰返し設定のばらつきは位相角で 0.1° 、偏光光学的に導入された位相差を電気的な位相差計^{*1}で測定する分解能も 0.1° であった。測定量が 0.01° 程度になると、偏光素子そのものの特性のゆらぎが問題になるようである。

測定量が大きく位相の変化が速い場合の測定限界は、ヘテロダイン干渉信号の周波数がゼロになる変化速さ、と考えられる。マイケルソン型測長干渉計でこの状態になる反射器の移動速度は $(1/2)\lambda \times f_b$ となり、 f_b を500 kHzと考えると15 cm/s となって少し遅いように思われる。この限界値を高めるためには f_b 周波数の大きな管球を選ばなければならない。

Brewster 反射器は反射光に対しては完全な直線偏光子として作用するが、透過光に対しては部分偏光子として作用するので、透過光の状態が入射光に対して変化する。これを防ぐには方位 -45° の第2の Brewster 反射器 BR_2 を直列に光路に入れる。Brewster 反射器による位相基準信号検出はきわめて有用である。たとえば安定化装置の写真(図4)では、レーザー管端と四角い液槽

の間に挿入された部分がこの組合せ Brewster 反射器で、この場合出力は周波数安定化のための信号として用いられている。

4. ヘテロダイン干渉信号位相の測定と表示

これからの説明は、ヘテロダイン干渉信号の位相を、あるいはさらに一般的に一定周波数の電気信号の位相を測定し表示する方法に関するものである。

4.1 周波数通倍による拡大測定

光波干渉測定において測長単位をさらに細分したいときには、干渉光路の折返し回数を増すか干渉位相が 90° ずれた補助の干渉信号を用いて信号の周期を細分することを行なう。ヘテロダイン干渉信号は、一定周波数の電気信号の位相の変化として得られるから、静的な位相変化に対しても、電気的に測定単位を細分化した拡大測定が容易に行なえる。

ヘテロダイン干渉信号の周波数を、位相同期ループ(PPL)を用いて N 通倍する。信号の時間遅れはそのまま周波数が N 通倍され、周期が $1/N$ になるから、この波に関する信号の位相遅れは基本周波数 f_b の波に対する位相遅れの N 倍になる。したがって、位相基準 f_b 信号も周波数を N 通倍しこれを基準にして周波数通倍されたヘテロダイン干渉信号の位相を測定すると、位相変化を N 倍して測定できる。この方法で32通倍の測定を行ない、 $1/64$ 波長を単位とする計数測定が行なわれている¹³⁾。

4.2 パーニャ式位相差拡大測定

周波数通倍法の場合には、通倍倍率 N を変えるとそれに従って位相差測定を行なう信号の周波数が変わる。

いま、干渉 f_b 信号は N 通倍、位相基準 f_b 信号は $N-1$ 通倍して両者の掛算を行ない、ローパスフィルターに通すと基本 f_b 周波数の信号がビートとして現われ、この位相が干渉 f_b 信号位相変化の N 倍で変化する¹³⁾。これは、単位長さに N 本の直線平行格子と $N-1$ 本の格子を、条を平行に重ねると、縞密度が単位長さに1本のモアレ縞が見え、密度 N の格子を条に直角方向へこの格子の1ピッチすなわち $1/N$ 単位長ざらすとモアレ縞が同じ方向へ1単位長移動するのと同じである。この方法により位相差測定を行なう周波数を常に f_b に保ち、測定回路をこの周波数に調整したまま、種々の通倍比で位相の拡大測定をすることができる。

4.3 極座標表示

電気信号位相差計の測定値の表示は通常 $-180^\circ \sim 180^\circ$ または $0 \sim 360^\circ$ の範囲に限られており干渉次数が変化する

*1 Wiltron Co. Model 355 B Digital Phase Meter (関商事)。

ると指示がとび連続性がない。ヘテロダイン干渉信号の角位相を時計の指針のような回転腕の方位角で表示できれば、何回まわって今何時の方向を指している、という形で、干渉次数も端数も直感的に読みとることができて都合がよい。

(3)式の干渉項を干渉位相を δ として f_b 周波数の \cos 成分と \sin 成分の和として書くと(4)式が得られる。

$$A\cos(2\pi f_b t + \delta) = A\cos\delta \cdot \cos 2\pi f_b t + A\sin\delta \cdot \sin 2\pi f_b t \quad (4)$$

これに $\cos 2\pi f_b t$ の位相をもつ位相基準信号を掛けて時間平均をとれば $(A/2)\cos\delta$ に、 $\cos 2\pi f_b t$ 位相の基準信号から移相してつくった $\sin 2\pi f_b t$ 位相の補助位相基準信号を掛けて時間平均をとれば $(A/2)\sin\delta$ に比例した信号が得られる。これらに三角波電圧を掛けてピーク値がそれぞれ $\cos\delta$ と $\sin\delta$ に比例する三角波電圧をつくりオシロスコープの x 偏向と y 偏光端子に加えると、オシロスコープのスクリーンに中心から方位角 δ でのびる腕を表わすことができる。

われわれは当初この方法を上の説明にあるように、位相基準の f_b 信号から C-R 移相回路によって補助の位相基準信号をつくる方法で具体化した¹⁴⁾。その段階では STZL を交換し f_b 周波数が変わると回路の再調整が必要であったが、その後信号の処理を TTL デジタル回路に改め、 f_b 周波数が多少変化しても再調の必要がない状態になっている。この回路の系統図を図8に示す¹⁵⁾。

位相基準信号を増幅・整形して方形波とし、PPL 周波数逡倍器により位相同期して周波数を4逡倍し、遅延フリップフロップをトリガーして \cos 位相の基本周波数の方形波 Q_2 と \sin 位相の方形波 Q_1 をつくる。一方干渉 f_b 信号を自動利得調整増幅器で一定振幅に増幅しておき、これを $Q_2 \cdot Q_1$ で開閉されるゲート回路を通して後ローパスフィルタに通すと干渉 f_b 信号位相 δ の \cos と \sin に比例する電圧が得られるから、これらを三角波電圧に掛け、最大値が $\cos\delta$ と $\sin\delta$ に比例する三角波

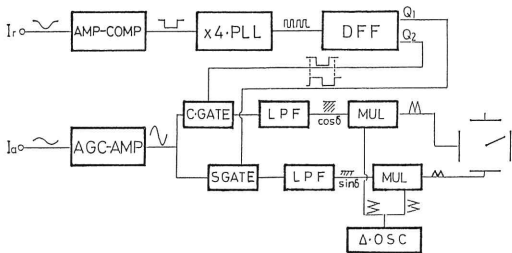


図8 信号周波数が変わっても再調整を必要としない干渉位相角極座標表示システムのブロック図

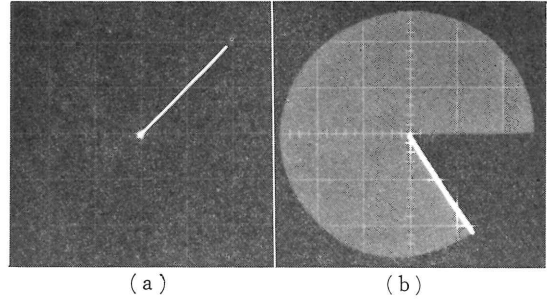


図9 干渉位相角の極座標表示(a)と干渉計熱ドリフトの蓄積表示例(b)

をつかってオシロスコープの x と y 方向偏向端子に加え、方位が δ に従って回転する指示腕を呈示する。PPL 周波数逡倍器は入力信号周波数が 1 : 3 の範囲で確実に動作するから、 Q_1 と Q_2 の $1/4$ 周期の位相ずれの関係は f_b 周波数がこの範囲で変化しても変わらず、使用する STZL を交換しても無調整で干渉位相の極座標表示できた。

図9(a)は呈示された回転腕、(b)はヘテロダイン干渉化した二光束干渉計の温度ドリフトの様子を蓄積記録した例である。この装置は、回転腕が正方向水平線を回転腕が上からよぎるとき +1、下からよぎるとき -1 の方向性カウントをするようになっており、干渉次数変化の整数部分をカウンターで、端数部分を回転腕の方位角で読みとれるようになっている。

5. む す び

直交直線偏光型の二周波レーザーである STZL の原理と構造を、自製することを念頭に説明し、これを用いて実現されるヘテロダイン干渉計の信号位相変化が小さい場合と大きくて速い場合について測定限界を検討した。

STZL を光源とするヘテロダイン干渉法は複屈折位相の測定に直接適用でき、これを逆用して極微位相差の置換測定が可能になる。

STZL については、多少 (10%) 隣接する縦モードが残っていてもよい、という条件で光出力 7 mW のものができている*2。これを用いれば、現場検査用干渉計をヘテロダイン干渉化して測定を能率化できる可能性がある。

STZL を用いて反射や透過に対する偏光特性の二つのパラメータを、対応する二つのヘテロダイン信号の位相を直交させて同時に測定するエリプソメトリーも可能である¹⁶⁾ がこれについては触れなかった。

*2 発表予定。

STZL とその応用研究において、レーザー発振機構の解析的取扱いと新しい電子回路の設計製作には静岡大学電子工学研究所梅田倫弘氏に負うところが大きい。図 4, 5 の STZL 装置はインドネシアからの留学生 Heru Setijono 氏の研究の一部であり、図 6, 8 の測角干渉計装置は中華人民共和国からの進修生葉盛祥氏の研究の一部である。記して感謝する。

文 献

- 1) 中島俊典: 光学, **9** (1980) 266.
- 2) R. Balhorn, R. E. Ward and D. C. Wilson: Appl. Opt., **11** (1972) 742.
- 3) S. J. Bennett, R. E. Ward and D. C. Wilson: Appl. Opt., **12** (1973) 1406.
- 4) S. K. Gordon and S. F. Jacobs: Appl. Opt., **13** (1974) 231.
- 5) P. E. Ciddor and R. M. Duffy: J. Phys. E, Sci. Instrum., **16** (1983) 1223.
- 6) I. Tobias, M. L. Skolnick, R. A. Wallace and T. G. Polanyi: Appl. Phys. Lett., **6** (1965) 198.
- 7) R. H. Morris, J. B. Ferguson and J. S. Warniak: Appl. Opt., **14** (1975) 2808.
- 8) J. B. Ferguson and R. H. Morris: Appl. Opt., **17** (1978) 2924.
- 9) 梅田倫弘, 築地光雄, 桂 卓史, 高崎 宏: 光学, **8** (1979) 279.
- 10) N. Umeda, M. Tsukiji and H. Takasaki: Appl. Opt., **19** (1980) 442.
- 11) H. Takasaki, N. Umeda and M. Tsukiji: Appl. Opt., **19** (1980) 435.
- 12) 葉 盛祥, 梅田倫弘, 高崎 宏: 光学, **13** (1984) 215.
- 13) 越智正人, 梅田倫弘, 高崎 宏: 光学, **9** (1980) 238.
- 14) N. Umeda and H. Takasaki: Appl. Opt., **20** (1981) 723.
- 15) N. Umeda, H. Shirai and H. Takasaki: Rev. Sci. Instrum., **55** (1984) 158.
- 16) N. Umeda and H. Takasaki: Surf. Sci., **96** (1980) 141.

講義 『光波干渉応用技術』

- 1 「光波干渉計測原論」(諸隈 肇) 12巻1号 pp. 45~52.
- 2 「コヒーレンスと光学部品検査用干渉計」(諸隈 肇) 12巻2号 pp. 117~127.
- 3 「粗面干渉技術」(山口一郎) 12巻4号 pp. 306~316.
- 4 「モアレ干渉法」(横関俊介) 12巻6号 pp. 501~509.
- 5 「サブフリンジ干渉計測基礎論」(武田光夫) 13巻1号 pp. 55~65.
- 6 「光ファイバ干渉計測」(今井正明・大塚喜弘) 13巻2号 pp. 153~162.
- 7 「干渉分光法」(吉原邦夫) 13巻3号 pp. 230~237.