ヘテロダイン干渉を利用したレーザー顕微鏡

小松 進一*

(1996年7月24日 受理)

Laser Microscopes Based on Optical Heterodyne Detection

Shinichi KOMATSU*

(Received July 24, 1996)

Laser scanning microscopes based on optical heterodyne detection are reviewed. Optical heterodyne phase detection technique allows noncontact surface profile measurement with height sensitivity of the order of $1\text{\AA}$ or even better. Combined with atomic force microscopy, the lateral spatial resolution of laser heterodyne phase microscopy is much improved up to several $\text{\AA}$, which enables atomic resolution imaging of a sample surface. On the other hand, optical heterodyne intensity detection technique has a unique feature of confocal imaging ability, and its high signal to noise ratio due to heterodyne detection allows us to observe 3 dimensional distribution of light scattering particles through an obstructing rough surface.

Key Words: Laser scanning microscope, Optical heterodyne detection, Profilometry, Differential heterodyne probe, Confocal effect

1. はじめに

周波数がわずかに異なる二つの光波を重ねて干渉させると、光のうなりとしてビート信号が発生することは古くから知られていた。フォトダイオードのような光検出器に周波数がそれぞれ ν と $\nu + \Delta\nu$ の二つの光波を入射させ、差周波数 $\Delta\nu$ のビート信号を観測することを光ヘテロダイン検出といい、レーザーの発明によって安定なコヒーレント光源が得られてから、光ヘテロダイン検出に基づく計測が盛んに研究されるようになった。

光ヘテロダイン検出の特長の一つは、光の周波数そのものに比べて非常にわずかな周波数変化を精度よく測定できることにある。この特長をうまく利用したのがレーザードップラー速度計である¹⁻⁵⁾。

ところで、光ヘテロダイン検出によって生じたビート信号は、重ね合わせた二光波の初期位相の差を保存するというもう一つの特長があり、凹凸のある物体表面から反射された光波や屈折率分布媒質を透過した光波の位相遅れをビート信号の位相遅れとして検出することができる。通常

* 早稲田大学理工学部応用物理学科 (〒169 東京都新宿区大久保3-4-1)

* Department of Applied Physics, School of Science and Engineering, Waseda University. (3-4-1 Okubo, Shinjuku, Tokyo 169)

の干渉計では光の波長を目盛りとして干渉縞パターンを解析するのに対して、ビート信号の位相を電氣的に測定する場合は一周期に比べて非常に細かく測定できるから、このようなヘテロダイン干渉による位相測定をレーザー顕微鏡に応用すると、光の波長に比べて非常にわずかなÅオーダーあるいはそれ以上の高き分解能で試料物体の表面形状の観察が可能となる⁶⁻⁹⁾。この方法は、原子間力顕微鏡と組み合わせることにより、横方向の空間分解能も数Å～数十Å程度にまで向上させることができる¹¹⁻¹³⁾。

一方、周波数の異なる二つの球面波を光検出器の面上で重ねて干渉させるとき、ある瞬間に二つの波面が一致して空間的に完全に重なるような配置のとき、ビート信号の振幅が最大となる。このときには二つの球面波の曲率中心の位置が一致しているから、ビート信号の振幅を観測することによって、球面波の曲率中心位置を決定できることを示している。これを微小な散乱子からの球面波に適用すると、レンズを使わずに散乱子の空間位置が決定できる。多数の散乱子が空間内に分布している様子も観測でき、レーザー顕微鏡として用いることができる¹⁶⁻¹⁸⁾。この方法ではレンズを使わない無収差の結像が可能である。また、ビート検出の帯域幅に入らないノイズ成分を除去できるので高いSN比が期待できる。

本稿では、ヘテロダイン干渉の位相と振幅のそれぞれの測定に基づくレーザー顕微鏡について、原理と特長および応用を紹介する。

2. ヘテロダイン干渉の位相を利用するレーザー顕微鏡

2.1 ヘテロダイン干渉位相顕微鏡の原理

周波数がわずかに異なる二つのコヒーレント光を、Fig. 1 (a)のように屈折率分布のある位相物体を透過させた後、光検出器面で重ね合わせる場合を考える。屈折率が n_1 の部分透過した角周波数 ω の光の光検出器面での電場を、この光の放射照度 I_1 を用いて、

$$E_1(t) = \sqrt{2I_1} \cos(\omega t - \phi_1) \quad (1)$$

ように表すと、屈折率が n_2 の部分透過した角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の光の光検出器面での電場は、この光の放射照度 I_2 と二光波の検出器上の初期位相差 $\Delta\phi$ を用いて

$$E_2(t) = \sqrt{2I_2} \cos[(\omega + \Delta\omega)t - \Delta\phi - \phi_1] \quad (2)$$

と表せる。光検出器の出力は二光波を重ねたときの放射照度

$$I(t) = \langle [E_1(t) + E_2(t)]^2 \rangle_T \\ = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\omega t - \Delta\phi) \quad (3)$$

に比例する。(3)式中のカギ括弧 $\langle \rangle_T$ は光検出器の応答時間内の短時間平均である。ここで重要なことは、ヘテロダイン検出によって二光波の差周波数 $\Delta\omega$ で振動するビート信号が生じ、その初期位相は二光波の位相差 $\Delta\phi$ に等しいことである。二光波は光の周波数で振動するため、その位相差 $\Delta\phi$ を直接測定することができないけれど、ビート信号の周波数 $\Delta\omega$ は十分低いため、その位相を電氣的に測定することができる。また、振動

Fig. 1 Optical heterodyne detection scheme for (a) the light beams transmitted through a phase object and for (b) those reflected from an object surface.

や熱膨張あるいは空気の流れなどによる位相の乱れのうち、両方の光路に共通に現れる部分は(1)、(2)式の ϕ_1 に含まれるため、差し引きされて(3)式には残らず、位相測定に影響を与えない。

ところで、Fig. 1(a)の場合には、二光波の位相差 $\Delta\phi$ は、それぞれの光が位相物体によって引き起こされた位相遅れ $\Delta\phi_1$ と $\Delta\phi_2$ との差であり、それぞれの光の真空中での波長を λ_1 および λ_2 、対応する波数を k_1 および k_2 とすると

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 = k_2 n_2 d - k_1 n_1 d \\ &= 2\pi n_2 d / \lambda_2 - 2\pi n_1 d / \lambda_1\end{aligned}\quad (4)$$

であるが、 $\Delta\omega \ll \omega$ の条件のもとでは、 $\lambda_2 \doteq \lambda_1 = \lambda$ と近似できるから

$$\Delta\phi = (2\pi/\lambda)(n_2 - n_1)d \quad (5)$$

となり、位相物体の厚さが既知の場合、 $\Delta\phi$ の測定から屈折率差 $n_2 - n_1$ を知ることができる。

電氣的な位相測定では、良い条件のもとでは $10^{-3} \sim 10^{-4}$ ラジアン精度が期待できる。実際にはノイズやビート信号振幅の時間変動による影響を考慮しなければならないが、干渉縞を目視する場合は1波長 $= 2\pi$ ラジアンを1目盛とする計測であることを考えると格段に良い精度が期待できる。

この原理をFig. 1(b)のような反射物体の表面形状測定に適用した場合、二光波の位相差は

$$\Delta\phi = 2\pi(2\Delta h / \lambda) \quad (6)$$

となり、断面の段差 Δh が測定できる。

屈折率分布や断面形状が連続的に変化している場合にも、光ビームを被測定試料上で走査することにより、それらの分布を非接触で測定することができる。

2.2 ヘテロダイン干渉位相差顕微鏡の種類

2.2.1 位相差を直接測定する方式

光ヘテロダイン検出を行うときに二光波をどのように重ね合わせるかによって、いくつかの異なる方式が提案されている。基本的なタイプを

Fig. 2 Various beam configurations for optical heterodyne interferometry. (a) conventional local oscillator heterodyne, (b) common path local oscillator heterodyne, (c) concentric superposed two beam, and (d) differential phase heterodyne configuration.

Fig. 2にまとめた。

最も単純なのはFig. 2(a)の局発振器型ヘテロダイン方式^{1,7,8)}で、角周波数 ω の光と $\omega + \Delta\omega$ の光を別々の光路に分け、 ω の光を試料に照射する。参照光として用いる $\omega + \Delta\omega$ の光には位相変化を与えないため理想的には $\Delta\phi_1 = 0$ であり、 $\Delta\phi = \Delta\phi_2$ となるから、測定される位相差に試料の分布が直接反映される。ただし実際には、二光波が別々の光路を通る部分が長いので、空気の流れや振動、熱膨張などの影響を受ける。

このような局発振器型の欠点を改良するために、Sommargren⁶⁾はFig. 2(b)のように二光波がなるべく共通の光路を通るような光学系を考案して表面粗さの測定に用いた。参照光とプローブ光を試料上の十分離れた2点に集光することが本質的な点であるが、ここでは互いに偏光面が直交する二周波光と偏光プリズムをうまく組み合わせている。回転する円盤試料の回転中心に一方の周波数の光を集光したものを参照光として用い、他の周波数の光を試料上の軸外の点に集光してプローブとして用いており、半径 $100\mu\text{m}$ の円周に沿って断面形状を測定した。粗さのピーク値が数十Åの溶融カーボン、ガラス(BK7)、溶融石英を試料として用い、1Åオーダーの高さ感度が得られた。

測定の再現性は、ピーク値で4Å以下、rms値で1Å以下であった。プローブは直径2μmで、横方向の空間分解能はこれできる。この方法は参照点を試料の回転中心におき、プローブとの間隔は一定なので、必然的に円周上での測定に限定され、このままでは2次元測定ができない。

Fig. 2(c)のようにプローブ光を左側から試料に絞り込み(直径 d)、これと同軸に重ねた大きな直径($=D$)の光波を試料に入射させると、後者の光波が反射に際して受ける位相変化は、直径の大きな照射領域内での表面粗さを平均した量に対応するから、直径 D が十分大きければ位相変化量は近似的に一定値とみなせ、参照光の役割を果たす。この方法でHuang⁸⁾はX線用ミラーの表面粗さを測定感度0.1Åで測定した。プローブの走査速度は200μm/sでラスター走査できる。試料としてシリコンウェハー(rms粗さ3.3Å)、金コートした銅のミラー(同6.6Å)、2種類のX線用ミラー(同2.3Åおよび1.8Å)を測定している。とくに後者のX線用ミラーについては1cm×1cmの範囲をラスター走査した。プローブの直径を d とすると、この方法では、表面粗さの空間周波数スペクトルに対して、周波数範囲が $1/D \sim 1/d$ のフィルターをかけているのと等価である。実験では $D = 50\mu\text{m}$, $d = 2\mu\text{m}$ で、フィルターの周波数範囲がやや狭い。同一試料について、触針式粗さ計や他のヘテロダイン法の測定結果と比較しているが、この方法では粗さの値が小さめにでているのは上記のフィルター効果のためと考えられる。

試料上で Fig. 2(d)のように近接した二本の平行ビームを入射する方式では、 $\Delta\phi$ として試料の位相分布の空間差分が求められる。ビーム直径とビーム間隔が十分小さくとれば、微分位相の良い近似となり、これを積分することにより位相分布を求めることができる。この方法で Chung⁹⁾は、LiNbO₃上に形成したTi薄膜の200Åの段差と、一部をプロトン交換で屈折率変化させたLiNbO₃(光路差に換算して240Å)薄膜の位相分布を測定しており、段差の高さについては10Åより良い分解能を得たと報告している。横方向の分解能はここでのビーム間隔 10μmより良いとしている。

2.2.2 位相差を振幅に変換して測定する方式

Fig. 2(a)と同じ配置で、プローブビームを角振動数 ω_s で周期的に平行移動させると、試料面上でのプローブの位置が同じ振動数で横方向に振動する。このとき、プローブが Fig. 1の位相変化の境界をまたいで往復すると、光ヘテロダイン検出したビート信号の位相は振幅 $\Delta\phi/2$ で周期的に変動することになる。試料の位相が連続的に変化しているときには、プローブが一往復する間の位相変化の最大値 $\Delta\phi$ の半分が振幅となる。この周期変化を三角関数で近似すると、(3)式のビート信号 I_B は、式中の $2I_1 I_2$ を B とにおいて

$$\begin{aligned} I_B &= B \cos[\Delta\omega t - (\Delta\phi/2) \sin \omega_s t] \\ &= B \cos(\Delta\omega t) \cos[(\Delta\phi/2) \sin \omega_s t] \\ &\quad + B \sin(\Delta\omega t) \sin[(\Delta\phi/2) \sin \omega_s t] \end{aligned} \quad (7)$$

となり、 $\Delta\phi < \pi/9$ となるくらい振動振幅が小さければ、 $\cos(\Delta\phi/2) \doteq 1$, $\sin(\Delta\phi/2) \doteq \Delta\phi/2$ と近似できるから、

$$\begin{aligned} I_B(t) &= B \cos(\Delta\omega t) + B(\Delta\phi/2) \sin(\Delta\omega t) \sin \omega_s t \\ &= B \cos(\Delta\omega t) + B(\Delta\phi/4) [\cos(\Delta\omega - \omega_s)t \\ &\quad - \cos(\Delta\omega + \omega_s)t] \end{aligned} \quad (8)$$

と表せる。第1項目のビートの中心周波数成分と、どちらかの側波帯成分を用いて $\Delta\phi$ を求めることができる。角振動数が $\Delta\omega - \omega_s$ あるいは $\Delta\omega + \omega_s$ の側波帯成分を検出するときの周波数帯域幅 Δf を狭くすることによって振動や熱膨張などによる低周波のノイズ成分を除去して高いSN比で測定ができるため、検出可能な最小位相差 $\Delta\phi_{\min}$ を小さくすることができる。

Wickramasingheらは、この方法を用いて1Åの深さ分解能で表面形状測定を行った。プローブの振動には音響光学偏向器を用いており $\omega_s = 1.7\text{MHz}$ である。Au基板上に形成した膜厚30Å、屈折率1.5のLB膜の一部分に40μm幅の矩形の切り込みを入れたものを試料として観察した結果、そのときのSN比が25dBであったことから、 $\Delta\phi_{\min} = 17 \times 10^{-4}$ ラジアン、高さ測定に換算して0.84Åに相当する分解能を得たとしている⁷⁾。量子効率 η の光検出器の負荷抵抗を流れる電流のショット

ノイズを雑音と考えて計算すると、SN比が1となる時の位相差として、

$$\Delta\phi_{\min} = \sqrt{64h\omega\Delta f F / 2\pi\eta P} \quad (9)$$

が得られる⁷⁾。ここで、 P は光検出器に入射するレーザーの平均パワー、 F は雑音因子、 h はプランク定数である。He-Neレーザーを用いた上記の実験のパラメーターの値を用いて、 $P = 50\mu\text{W}$ 、 $\eta = 0.8$ 、 $\Delta f = 10\text{kHz}$ 、 $F = 2$ を代入して計算すると、 $\Delta\phi_{\min} = 10^{-4}$ ラジアン、高さ分解能として $5 \times 10^{-2}\text{\AA}$ が得られる。実験値との差が大きい、負荷抵抗の熱雑音も考慮してSN比を計算し直すと、 $\Delta\phi_{\min} = 7 \times 10^{-4}$ ラジアン、高さ分解能は $0.36\text{\AA}$ と実験値に近い値となる⁷⁾。この方法で、屈折率がわずかに異なる2種類のLB膜の境界や紫外線露光した未現像のフォトリソ膜($500\text{\AA}$ 厚)なども観察している。さらに、他の方法との比較結果として、ノマルスキー型の微分干渉顕微鏡では見えない銅の研磨面におけるグレイン構造や天然ダイヤモンド表面に現れた結晶成長の不連続面および積層欠陥をはっきりとらえている⁸⁾。

2.3 原子間力顕微鏡への応用

ヘテロダイン干渉の位相測定に基づくレーザー顕微鏡では、深さ方向についてはサブ $\text{\AA}$ オーダーあるいはそれ以上の分解能が期待できるが、横方向の空間分解能は光の波長を超えることはできない。

Fig. 3 Optical heterodyne detection applied to atomic force microscopy.

い。ヘテロダイン干渉を原子間顕微鏡と組み合わせ、横方向の分解能を向上させる試みがなされている。

原子間力顕微鏡では、測定対象の試料にカンチレバーの先端を近づけたときに先端と試料の間に働く van der Waals 力などを利用し、力の大きさやその勾配をカンチレバー先端の変位や振動を通して測定している。Fig. 3 のようにカンチレバーの裏側にプローブ光を入射させ、そこからの反射光を光ヘテロダイン検出することによってカンチレバー先端の光軸(z軸)方向の変位や振動をモニターする。横方向の空間分解能は主に先端部と試料の距離によって決まるので数十 $\text{\AA}$ 以下と、光の波長に比べてずっと小さくすることができる。

Martinらは、固有振動数で振動させたカンチレバーの先端を試料に近づけたとき、両者の間に働く van der Waals 力によって、先端部の振動振幅が変化することを利用した。振動振幅の測定原理は2.2.2節の(7)、(8)式と同様である¹¹⁾。van der Waals 力の大きさ F は、試料と先端部の間隔 z とともに変化する。引力の範囲では、力の大きさの勾配 dF/dz が実効的にカンチレバーのばね定数 k を

$$k' = k - dF/dz \quad (10)$$

のように減少させて固有振動数が低周波数側にシフトする。したがって、 z 方向に強制振動させたカンチレバーを試料に近づけていくと、固有振動数の変化に応じてカンチレバーの振動振幅が減少し、この減少量から計算によって van der Waals 力の大きさの勾配 dF/dz が求まる。間隔 z をいろいろ変えて勾配を測定した結果から van der Waals 力の大きさそのものも計算できる。

また、カンチレバーの振動振幅が一定となるようにフィードバックをかけて試料の z 軸方向位置を制御しながら、試料を $x-y$ 平面内で走査すると、試料位置のフィードバック信号をモニターすることにより試料の表面形状が測定できる。

以上の測定において、カンチレバーの振動振幅の減少量をいかに感度よく検出できるかが、測定精度を決定するうえで重要であり、このためにヘテロダイン干渉が有効に利用できる。

Martinらはタングステンのカンチレバーを使用

してシリコンウェハー上のV溝を試料とした。V溝作製に用いた異方性エッチングに起因する高さ50Åの段差を観測している。この実験で測定できた力の勾配の最小値は $1.5 \times 10^{-4} \text{N/m}$ で、 10^{-11}N のオーダーの力が測定でき、とくに間隔が50Åのときには、 $3 \times 10^{-13} \text{N}$ の力の増加分が測定できた。横方向の空間分解能は主に試料と先端との間隔で決まるが、この実験では50Åであった。使用したカンチレバーのばね定数は 7.5N/m であったが、もっと剛性の高いカンチレバーを使用すれば試料と先端との間隔を短くして空間分解能を10Å程度まで向上させられるとしている。また、ばね定数を 10^2N/m まで大きくできれば、間隔を1~2Åと斥力の領域まで近づけることができ原子レベルの分解能が期待できると述べている。

さらにMartinらは、振幅3Åで振動させたカンチレバーの先端を100~1000Åの範囲で周期的に試料に近づけたり遠ざけたりすると、先端が十分近づいた状態で振動振幅がゼロとなり、この状態から脱してふたたび振動振幅が回復するまでに必要なカンチレバーの戻し量はvan der Waals力の大きさに依存することと、van der Waals力の大きさが試料物質によって大きく異なることを利用して試料物質のキャラクタリゼーションをする方法も提案し、シリコン、フォトレジスト、グラファイトなどを試料として実験を行った¹¹⁾。

この方法はvan der Waals力以外の力にも応用でき、磁化したカンチレバーを用いれば磁気材料との間に働く磁気力を測定できる。薄膜磁気記録用ヘッドがつくる磁場の観察が静的な場合と動的な場合の両方について行われている¹²⁾。

Martinらの方法では、カンチレバー先端の動的な振動振幅をFig. 2(a)の局部発振器型ヘテロダイン光学系でとらえているが、他のヘテロダイン光学系を用いてカンチレバー先端の静的な変位量をとらえる方法もいくつか試みられている。

たとえば、Fig. 2(c)のHuangの光学配置を用い、細いプローブビームをカンチレバー裏側に照射し、広い参照光ビームを試料表面に照射する方式で、雲母やグラファイトの表面を原子レベルのスケールで観察した例が報告されている¹³⁾。

ここでは、 $d \cong 1 \mu\text{m}$ 、 $D \cong 130 \mu\text{m}$ の光学系で、大きさが0.2~0.6Å、周期が3~5Å程度の凹凸を映像化している。その他、Fig. 2(b) Sommargrenのタイプの光学配置で、プローブビームをカンチレバー裏側、参照光ビームをカンチレバー付け根の固定部に照射する例も報告されている^{14,15)}。

ヘテロダイン干渉に必要な周波数の異なる二本の光ビームを得る方法としては、音響光学素子(Bragg Cell)あるいはゼーマンレーザーの利用が一般的である。

3. ヘテロダイン干渉の振幅を利用するレーザー顕微鏡

ヘテロダイン干渉のビート信号の振幅を測定することにより、レーザー走査顕微鏡の画像コントラストをさらに改善したり、微弱な散乱光検出のSN比を向上させたり、あるいはレンズを用いない無収差結像が可能になる。

3.1 局部発振器型ヘテロダイン光プローブ

まずはじめに、局部発振器型ヘテロダイン顕微鏡^{16,17)}の結像原理をFig. 4(a)の模式図を使って説明する。周波数がわずかに異なる二本のコヒーレントな光ビームを用意し、そのうち角周波数 ω のビームをマイケルソン干渉計の一方の光路に置かれた試料に照射する。このとき、点Pの位置に光を散乱する粒子があると、そこで散乱された光はビームスプリッターで反射されて光検出器に向かう。角周波数 $\omega + \Delta\omega$ の他のビームは集光されて点Rに参照用点光源をつくる。参照光はビームスプリッターを透過して、やはり光検出器に届く。

散乱光と参照光が検出器面上で重ね合わされてできた干渉縞は、両方の光の差周波数 $\Delta\nu = \Delta\omega/(2\pi)$ に比例した速さで移動する。ここで、ビームスプリッターによる散乱体の鏡像の位置P'と参照点光源の位置Rが一致したとすると、検出面全体の光強度が一樣になり、検出面上のすべての点における光強度は差周波数でそろって時間変化するから、検出器出力中のビート信号の振幅は最大となる。点P'と点Rに位置ずれがあると、光電面をおおう干渉縞の本数が増加し、光電面

Fig. 4 Beam configurations for heterodyne intensity microscopes. (a) local oscillator heterodyne, and (b) differential heterodyne intensity microscope.

の各点での光電流は互いに異なる位相で時間変動して互いに打ち消し合う割合が増えるため、ずれの大きさとともにビート信号のコントラストは減少する。光電面上の干渉縞の総本数 N が大きいときには、ビート信号のコントラストは近似的に $1/N$ で減少する。また、ビート信号のパワーは $1/N^2$ で減少する。

したがって、参照点光源の位置 R を走査しながらビート信号の振幅、あるいはパワーをモニターすれば、散乱粒子 P の点像が得られる。また、複数の散乱粒子が集まっている場合には、その空間分布を映像化することができる。このようにヘテロダイン法では、レンズなどの結像素子を使わずに無収差で結像が行える。ここで、点像の広がり、受光できる干渉縞の総本数が多いほど狭くなる。すなわち、光電面の有効面積が大きいほど分解能は高いわけで、光電面がレンズの瞳の役割を果たしているともいえる。

3.2 差動型ヘテロダイン光プローブ^{18,21-25)}

Fig. 4(a)の局部発振器型ヘテロダイン顕微鏡の代わりに、Fig. 4(b)の差動型ヘテロダインの光学系によって共焦点効果をもったヘテロダイン顕微鏡を構成することができる。ここでは、周波数のわずかに異なる二本のコヒーレントな光ビームをレンズで絞り込みながら、互いに異なる方向から小さな領域に向かって入射させたときに、二つの入射光が交差する微小領域を光プローブとして利用する。この光プローブで測定対象物を走査しながら像形成を行うものである。

3.2.1 共焦点効果

いま、角周波数がそれぞれ ω と $\omega + \Delta\omega$ の二つの光を入射して形成された光プローブの中にひとつの粒子があって、それぞれの光を散乱しているとす。周波数が ω と $\omega + \Delta\omega$ の散乱光は光検出器の光電面上で重ね合わされて差周波数のビート信号を発生させる。

これに対して、プローブの外にある粒子のビート信号発生への寄与は小さい。たとえば一方の光のみが通過する領域内の散乱粒子は、一つの周波数の光だけを散乱するからビート信号を発生させない。また、一方のビーム内の粒子1と他方のビーム内の別の粒子2のペアがそれぞれの周波数の光を散乱する場合、これら二つの散乱光が光検出器の光電面上で干渉することによりビート信号が発生するけれども、粒子ペアの間隔に比例して光電面にできる干渉縞の本数は多くなるから、3.1節の局部発振器型ヘテロダイン光プローブと同様の理由でビート信号への寄与は小さくなる。

Fig. 4(b)の系で入射ビームを1本にしたものが、いわゆるタイプ1のレーザー走査顕微鏡¹⁹⁾であるが、これと比べた差動型ヘテロダインの特長は、共焦点効果を利用してプローブ外にある粒子からの散乱光の影響を抑えられることである。

3.2.2 信号対雑音比

小さな散乱体がヘテロダイン光プローブのちょうど真ん中にある、これによる散乱光を光電面でとらえる場合を考える。光電面に入射する二光波それぞれの電場は、(1)式と(2)式のように表せ、光電面上の放射照度は(3)式のように、

ビート信号の振幅は $2\sqrt{I_1 I_2}$ に比例するから、ショットノイズが支配的な場合には、その振幅は(3)式の直流成分の平方根、すなわち $\sqrt{I_1 + I_2}$ に比例するから、これらの成分のパワー比からヘテロダイン光プローブのSN比は

$$S/N \propto 2I_1 I_2 / (I_1 + I_2) \quad (11)$$

となることがわかる。

$I_1 = I_2$ の場合に(12)式の右辺が最大値 I_1 をとるが、局部発振器型ヘテロダインでは散乱体を照射するビームを拡げる必要があるのに対し、差動型ヘテロダインでは入射ビームを絞り込んで使えて I_1 を大きくできるので高いSN比が得られる。

ヘテロダイン干渉位相差レーザー顕微鏡の場合と同様に音響光学素子やゼーマンレーザーが用いられるほか、半導体レーザーの直接変調を利用した二周波光源が使用できる。

半導体レーザーの発振波長の注入電流依存性は、モードホップによる不連続な跳びの間では注入電流 i に比例して $\Delta\lambda = \beta i$ のように増加する²⁰⁾。したがって注入電流を時間 t に比例して増加させると、発振波長も時間に比例して増加する。この状態で、レーザー出力光を二つに分け、その一方を光遅延回路に通して相対的な光路差 L を与えてから二つの光の波長を比較すると、相対的な遅延時間 L/c に比例した一定の差があることがわかる(c は光速)。すなわち二周波光源としての利用が可能である。

市販のシングルモード半導体レーザーを用いて $Q = 100$ 程度のビート信号が比較的容易に得られる²¹⁾。半導体レーザーからの近赤外光を利用すれば、可視光では不透明な半導体の内部の欠陥検査に有効である²²⁾。

3.2.3 コンフォーカル差動型ヘテロダイン光プローブ

レーザー走査顕微鏡では、コンフォーカル(共焦点)系がよく使われている。これは、入射光学系で試料上に絞り込んだ光プローブを、さらに受光光学系で光検出用ピンホールに結像することによって、分解能を向上させると同時に迷光をより完全に除去する方式である。

Fig. 5 Confocal differential heterodyne microscope system. BSC: Babinet Soleil compensator, PBS: Polarization beam splitter.

差動型ヘテロダイン光プローブ自身が、このような共焦点効果による結像作用と迷光除去特性をもつことは上述のとおりであるが、これにコンフォーカル光学系を組み合わせることによって迷光をより完全に遮ることができる。

Fig. 5では安定化横ゼーマンレーザーを光源として、差動型ヘテロダイン顕微鏡のシステムを組んでいる。使用したゼーマンレーザーからは差周波数が87.5kHzの二周波光が直線偏光として出力されている。ただし、偏光方向が互いに直交しているから、このままでは二周波光同士は干渉しない。そのため、ビームの半分に主軸を45°傾けた半波長板を挿入して、この部分を通過する光の偏光方向を90°回転させてビーム1とし、残りの半分をビーム2としている。偏光ビームスプリッターを透過した後では、ビーム1とビーム2の周波数はそれぞれ $\omega + \Delta\omega$ と ω で、偏光方向は平行方向にそろっているから、お互いに干渉し合って差周波数 $\Delta\omega$ のビート信号をつくることができる。

試料からの散乱光は、入射ビームの絞り込みに使った対物レンズ L_1 をもう一度通過した後、ビームスプリッターで反射されフォトマルの光電面へ向かう。その途中に置かれたレンズ L_2 とピンホールでコンフォーカル光学系が構成されている。

Fig. 5の差動型ヘテロダイン光プローブでは、二周波光を干渉させるため入射光ビームの半分に半波長板を挿入していた。この結果、光プローブ

Fig. 6 Comparison of an annular half-wave plate used to form a concentric optical heterodyne probe with a rectangular one.

の結像特性に方向性が生じる。すなわち周期構造をもつ物体の格子の長手方向が、半波長板の境界と平行な場合には大きなビート信号が得られるけれども、半波長板の境界に対して垂直な場合にはビート信号が小さくなって検出感度が低下する。この点を改良して方向性のない結像特性を得るには、半波長板の形状をFig. 6のような輪帯にすればよい^{24,25)}。

ヘテロダイン光プローブを液体や空气中に浮遊する小さな散乱粒子の検出に用いるには、波長の短い光の利用が、強い散乱光と高い空間分解能が得られる点で有利である。

通常の散乱光のほかに蛍光やラマン散乱光さらには二次高調波や光混合による和(差)周波数成分の検出にヘテロダイン光プローブを利用することも考えられる。

参 考 文 献

- 1) Y. Yeh and H. Z. Cummins: Appl. Phys. Lett. **4** (1964) 176.
- 2) 三品博達, 朝倉敏光: 応用物理 **42** (1973) 560.
- 3) C. P. Wang and D. Snyder: Appl. Opt. **13** (1974)

- 98.
- 4) 小松進一: 計測技術 **5** (1977) 73.
- 5) 小松進一, 渡部昭憲, 斎藤弘義: 応用物理 **46** (1977) 879.
- 6) G. E. Sommargren: Appl. Opt. **20** (1981) 610.
- 7) H. K. Wickramasinghe, S. Ameri and C. W. See: Electron. Lett. **18** (1982) 22.
- 8) H. K. Wickramasinghe: Opt. Eng. **24** (1985) 926.
- 9) C-C. Huang: Opt. Eng. **23** (1984) 365.
- 10) H. Chung, L. M. Walpita and W. S. C. Chang: Appl. Opt. **25** (1986) 3014.
- 11) Y. Martin, C. C. Williams and H. K. Wickramasinghe: J. Appl. Phys. **61** (1987) 4723.
- 12) Y. Martin and H. K. Wickramasinghe: Appl. Phys. Lett. **50** (1987) 1455.
- 13) M. Sasaki, K. Hane, S. Okuma, M. Hino and Y. Bessho: Rev. Sci. Instrum. **65** (1994) 3697.
- 14) H. Kikuta, S. Asai, H. Yasukoshi and K. Iwata: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) 587.
- 15) T. Oshio, N. Nakatani, Y. Sakai and N. Suzuki: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 2994.
- 16) T. Sawatari: Appl. Opt. **12** (1973) 2768.
- 17) Y. Fujii, H. Takimoto and T. Igarashi: Opt. Commun. **38** (1981) 85.
- 18) S. Komatsu, H. Suhara and H. Ohzu: Appl. Opt. **29** (1990) 4244: Proc. SPIE **813** (1987) (Proceedings of 14th Congress of ICO) 299.
- 19) T. Wilson and C. Sheppard: *Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy* Academic (London 1984).
- 20) K. Tatsuno and Y. Tsunoda: Appl. Opt. **26** (1987) 37.
- 21) 斉藤彰久, 小松進一: 第35回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1988春) 743.
- 22) 馬杉和宏, 小松進一: 第53回応用物理学関係連合講演会予稿集 (1992) 830.
- 23) 小松進一: O Plus E No. 150 (1992) 115.
- 24) 合崎紳一郎, 小松進一: 光学 **24** (1995) 27.
- 25) 小松進一: レーザー顕微鏡の理論と実際(藤田哲也監修・河田聡編, 学際企画 1994) 78.