

コヒーレンスと光学部品検査用干渉計

諸 隈 肇

オリンパス光学工業(株)研究開発本部研究部 〒192 八王子市石川町 2951

(1983年2月2日受理)

Coherence of Light and Interferometers for the Testing of Optical Components

Tadashi MOROKUMA

Research Department, R & D Division, Olympus Optical Co., Ltd.,
2951, Ishikawa-cho, Hachioji 192, Japan

1. はじめに

光学部品の測定はそれを使った光学系の性能が狙ったとおりになっているかどうかを判定する目的で行なわれる。測定の内容としては面形状の設計値からの差、面の傾き、偏心、表面粗さあるいは屈折率や屈折率の均一性のごとき光学部品そのものの性能に関するものと、収差のごとき光学系全体としての性能に関するものがある。測定手段としてはオプティカルベンチでの測定のようにコリメータによる平行光束を用いて結像状態から収差を求める方法あるいは直接テストチャートを撮影あるいは拡大投影して検査する方法がある。これらは幾何光学をベースにした測定法であるが測定法として確立されており光学検査室の中で伝統的に使われている方法である。レスポンス関数測定機もナイフエッジまたは周期的パターンを物体として像の強度分布からレスポンス関数を算出するのであるから在来の測定法と本質的差はない。

これに対して干渉計による測定は波面の測定であるので光学系や光学部品の被検面の良否が直接わかるという特徴がある。しかも波長オーダーのわずかな変化を感度よく検出することができるので光学系や光学部品の性能上の問題解明に効果的に利用されている。また顕微鏡に干渉計を組み込めば微小部分での表面粗さや、表面欠陥を見つけだすことができる。定量的には二光束干渉縞や多光束干渉縞のずれや曲りから測定するが、たんに微細な凹凸やきずあるいは段差の検出だけならば微分干渉顕微

鏡がすぐれている。条件がよければオンゲストロームオーダーの凹凸の存在を検出することが可能である。

干渉計の特徴を十分に活用するためには干渉縞を正しくかつコントラストよく出すことが必要である。そのためには前回講義の内容に加えて、光源のコヒーレンスについて理解しておくことよい。レーザのように完全にコヒーレントと思われる光源でもマルチモードで発振しているときには後述のごとくコヒーレンスの影響が存在する。またインコヒーレントな光源を用いた干渉計ではコントラストのよい干渉縞を得るためにコヒーレンスの影響を理解しなければならない。

本講義ではまずコヒーレンスについて述べ、次に干渉計の分類および具体例について説明する。

2. コヒーレンスの役割

コヒーレンスについてはすでに多くの文献¹⁾があるので詳細は省略して、ここでは干渉縞のでき方と光のコヒーレンスの関係を理解することを目的として、二光束干渉縞の場合について説明する。コヒーレンスには空間的コヒーレンス (spatial coherence) と時間的コヒーレンス (temporal coherence) とがある。前者は実用的には空間的に拡がりのあるインコヒーレントな単色光源が空間の2点につくる光波の間の相関の程度を表わす。後者は同じくスペクトルに拡がりのある点光源の場合の光波の自己相関の程度を表わす。

2.1 空間的コヒーレンスの影響

干渉縞の存在する空間内の一点 P の側から干渉計を

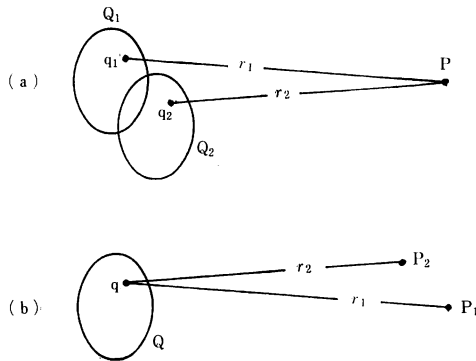


Fig. 1 光源 Q と干渉縞空間の一点 P との幾何学的関係
 (a) P より Q を見た場合 (二つの光源像 Q₁, Q₂ が見える)
 (b) Q より P を見た場合 (P 点の像 P₁, P₂ が見える)

通して光源を見ると、二つの光路のそれぞれに対応して、**Fig. 1(a)** に示すように二つの光源像 Q₁, Q₂ が見える。光源は単色面光源でインコヒーレントすなわち光源の各点で発光がランダムに起きているものとする。また二つの光路での減衰はなく、かつ透過率は等しいとする。光源上の一点 q に対応する光源像上の点を、q₁, q₂ とすると、q₁, q₂ の光による P 点における干渉縞の強度 dI は

$$dI = B \{1 + \cos k(r_2 - r_1)\} d\sigma \quad (1)$$

の形に表わされる。ここで B は q 点における単位面積当りの光の強度、dσ は光源面の面積要素である。また上式で光線の傾きは小さいものとしてそれによる振幅の減衰および r₁ と r₂ の差による振幅の差は無視した。光源の異なる点からの光波の間には干渉効果はないので光源全体からの光による干渉縞の強度分布は

$$I = \int_Q B \{1 + \cos k(r_2 - r_1)\} d\sigma \quad (2)$$

となる。ここで積分は光源について行なう。

光源 Q より P 点を見ると **Fig. 1(b)** に示すように二つの光路に対応して二つの像 P₁ と P₂ が見える。したがって(2)式は光源 Q が P₁ と P₂ につくる光波を重ね合わせた結果生ずる干渉効果を表わすといえることができる。この干渉効果は前節の説明からわかるように P₁ および P₂ における光波の間の相関、したがって空間的コヒーレンスに対応している。ここで二つの場合、すなわち P₁, P₂ が光源に立てた垂線(光軸)に対して同じ方向にずれている場合と、垂直方向にずれている場合とについて考えてみる。

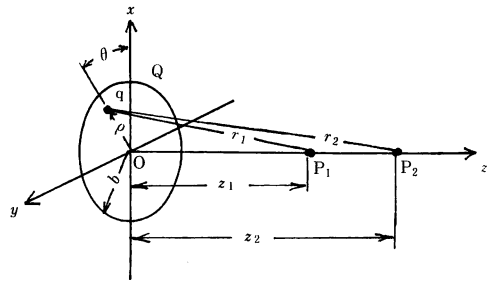


Fig. 2 P₁, P₂ が z 軸方向にずれている場合

2.1.1 光源が半径 a の円形で、その中心に立てた垂線上に P₁, P₂ があるとき

Fig. 2 に示すように垂線を z 軸とし、それに垂直に光源面上に x 軸、y 軸を設ける。P₁, P₂ は z 軸上にあるとすれば同図より

$$r_i^2 = x^2 + y^2 + z_i^2 \quad (i=1 \text{ or } 2) \quad (3)$$

であるから z_i ≫ x および y のとき

$$r_i = z_i + \frac{x^2 + y^2}{2z_i} = z_i + \frac{\rho^2}{2z_i} \quad (4)$$

ただし ρ² = x² + y² とおいた。ゆえに

$$r_2 - r_1 = (z_2 - z_1) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{z_2} - \frac{1}{z_1} \right) \rho^2 \quad (5)$$

Δz = z₂ - z₁, Δ(1/z) = 1/z₂ - 1/z₁ とおくと(2)式は

$$\begin{aligned} I &= \int_0^{2\pi} \int_0^a B \left[1 + \cos \left\{ k \left(\Delta z + \frac{1}{2} \Delta \left(\frac{1}{z} \right) \rho^2 \right) \right\} \right] \rho d\rho d\theta \\ &= AB \left[1 + \text{sinc} \left\{ \frac{k}{4} \Delta \left(\frac{1}{z} \right) a^2 \right\} \right] \\ &\quad \times \cos k \left\{ \Delta z + \frac{1}{4} \Delta \left(\frac{1}{z} \right) a^2 \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

ここで A は光源の面積 (=πa²) である。この式より干渉縞の可視度は

$$V = \text{sinc} \left\{ \frac{k}{4} \Delta \left(\frac{1}{z} \right) a^2 \right\} \quad (7)$$

である。また干渉縞の位相は (1/4)Δ(1/z)a² だけシフトすることがわかる。(7)式より (k/4)Δ(1/z)a² = π すなわち

$$a = \sqrt{\frac{2\lambda z_1 z_2}{n |z_1 - z_2|}} \quad (8)$$

のとき V = 0 になり干渉縞は観測できない。z₁, z₂ → ∞ のとき、それぞれの点から光源を見込む角を 2φ とすれば a/z₁, a/z₂ は φ に等しくなるから(8)式は

$$\phi = \sqrt{\frac{2\lambda}{n |z_1 - z_2|}} \quad (9)$$

と書くことができる。a または φ の値が上式の値より

小さければ V はゼロになることがないので、これらの値を干渉縞が観測できる光源の大きさの限界とみなすことができる。また(9)式と前回講義(20)式との対応から光源が観測点に対し無限遠にあるとき等傾角干渉縞の観測面（レンズの焦点面，前回講義 Fig. 6）での光源像の直径が中心が明縞であるハイディングの干渉縞の最も内側の明縞リングの直径に等しい場合干渉縞の可視度はゼロになるということができる。したがってコントラストのよい干渉縞を得るためには光源像の大きさを上記ハイディングの明縞リングに比べて十分小さくする必要がある。換言すればハイディングの干渉縞がほぼ一様な明るさと見なせる範囲内に光源の大きさを制限する必要がある。

2.1.2 P_1, P_2 が光源から同じ距離にあるが、 x 軸方向にずれている場合

Fig. 3 に示すように P_1, P_2 の z 座標はほとんど等しく、二つの点が x 軸方向にそれぞれ $S/2$ 、および $-S/2$ だけ、ずれた位置にあるときは

$$r_i^2 = \left\{ (-1)^{i-1} \frac{S}{2} - x \right\}^2 + y^2 + z_i^2 \quad (10)$$

($i=1$ or 2)

前節と同じように $z_i \gg S/2$ 、 x および y とすれば

$$r_2 - r_1 = \Delta z - \frac{S}{z_0} x + \Delta \left(\frac{1}{z} \right) y^2 \quad (11)$$

ただし $1/z_0 = (1/2)(1/z_1 + 1/z_2)$ である。 $\Delta z = z_2 - z_1$ が z_1, z_2 に対して非常に小さく、上式の第3項が無視できるとき、干渉縞の強度は高さ X_0 、幅 Y_0 の矩形光源では

$$I = AB \left\{ 1 + \text{sinc} \left(\frac{k S X_0}{2 z_0} \right) \cos(k \Delta z) \right\} \quad (12)$$

ここで $A = X_0 Y_0$ は光源の面積である。光源が半径 a の円形の場合には

$$I = AB \left\{ 1 + \frac{2 z_0}{k S a} J_1 \left(\frac{k S a}{z_0} \right) \cos(k \Delta z) \right\} \quad (13)$$

同じく A は光源の面積である。 $J_1(x)$ は1次のベッセ

ル関数である。

(12)式の場合には

$$X_0 = \frac{\lambda z_0}{n S} \quad (14)$$

(13)式の場合には

$$a = \frac{\xi_1 \lambda z_0}{\pi n S} \quad (15)$$

のとき干渉縞の可視度はゼロになる。ここで ξ_1 は $J_1(x)$ の第1ゼロ点で $\xi_1 = 3.83171 \dots$ である。 z_0 が非常に大きいとき光源を $x-z$ 面内で見込む角を 2φ とすれば

$$\varphi = \frac{\lambda}{n S} \quad (16)$$

および

$$\varphi = \frac{\xi_1 \lambda}{\pi n S} \quad (17)$$

ξ_1/π が1に近い値であるので(17)式を(16)式で代用することにすれば、 φ の値が λ/nS より小さいとき干渉縞の可視度はゼロになることがない。この意味で(16)式の φ は干渉計の構成上 S をゼロにできないときに許されるべき光源の大きさを表わしていると考えてよい。

逆に光源の大きさ φ が与えられているとき上式より求められる S の値以下に P_1, P_2 の距離を抑えなければコントラストのよい干渉縞は得られないことを意味している。また(16)式と前回講義(25)式との対応から光源が観測点に対し無限遠にあるとき等傾角干渉縞の観測面での光源像の大きさがブリュウスタの干渉縞の間隔に等しい場合干渉縞の可視度はゼロになるということができる。したがってコントラストのよい干渉縞を得るためには光源像の大きさをブリュウスタ干渉縞の縞間隔に比べて十分小さくすべきである。換言すればブリュウスタの干渉縞がほぼ一様な明るさと見なせる範囲内に光源の大きさを制限する必要がある。

2.1.3 干渉縞の局在性

円形光源の場合に、空間のどの範囲に干渉縞ができるかを考えてみる。コントラストのよい干渉縞を得るには(9)式および(17)式より観測点 P_1, P_2 の間隔 Δz および S がそれぞれ $(2\lambda/n)(1/\varphi)^2$ および $(\xi_1/\pi)(\lambda/n)(1/\varphi)$ に比べて十分に小さくしなければならない。たとえば $\varphi = 1 \text{ deg}$ 、 $n = 1$ とすると $\Delta z < 3,600\lambda$ 、 $S < 60\lambda$ となる。 Δz の値は S の値に比べれば大きくてよいが、コントラストのよい干渉縞を出すには P_1, P_2 が上記の値の範囲内に入るよう干渉計を微調整する必要がある。また逆に P_1, P_2 の距離が上記の値以下になっている空間領域内でのみコントラストのよい干渉縞を見ることができる。た

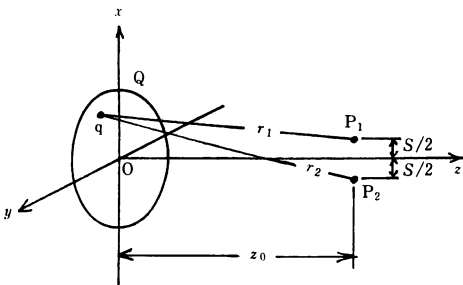


Fig. 3 P_1, P_2 が x 軸方向にずれている場合

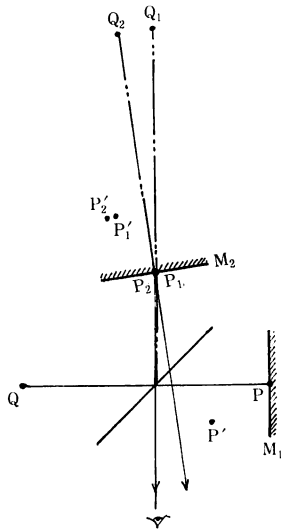


Fig. 4 マイケルソン干渉計における干渉縞の局在性の説明

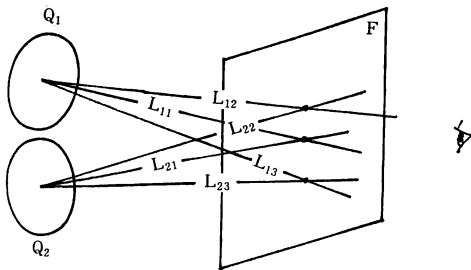


Fig. 5 干渉縞の局在性の一般的説明

たとえば Fig. 4 のマイケルソン干渉計で反射鏡 M₂ を傾けると反射鏡面上に等間隔平行の等厚干渉縞が見られる。これは M₁ 上の点 P を射出側からみると、その像 P₁ は P の共役点 P₂ と合致しており、反射鏡より離れた点、たとえば P' の像 P₁' は P' の共役点 P₂' とは合致せず離れているからである。このように干渉縞が空間的に限られた範囲のみ現われることを干渉縞の局在性 (localization) という。これを一般化してみると次のようになる。すなわち Fig. 5 に示すように干渉計の射出側から光源を見たとき、光源から出た対応する光線 (たとえば L₁₁ と L₂₁, L₁₂ と L₂₂, L₁₃ と L₂₃) がそれぞれ交わる点を結んでできる面 F の近傍のみ干渉縞が現われる。その可視度は交点までの光路差と光源の大きさによってきまる。光路差が小さければ可視度が高いことはいうまでもない。また光源が小さくなるほど、干渉縞が見える範囲は拡がる。光源が点光源とみなせるときには、

二つの光波が重なっていさえすればどこでも干渉縞が見えるようになる。この縞を局在しない縞 (non localized fringe) という。

2.1.4 レーザ光の横モードと可視度

精度を要する測定にレーザを使う場合、レーザの発振モードがどのようなになっているか注意する必要がある。横モードに関しては通常 TEM₀₀ モードのみを利用する。しかしレーザによっては高次モードが混在することも起こりうる。このようなとき干渉縞の可視度が場所によって変化することがある。たとえば TEM₁₀ モードは Fig. 6 の振幅分布が示すように右半分と左半分で波面の位相が π 異なるため波面が横ずれて重なったときには同図 (b) に示すように A および C の領域と B の領域とでは干渉縞の位相は π 異なる。Fig. 6 (b) は二つの横ずれた TEM₁₀ の波面が重なったときの強度分布で実線は位相差がゼロのとき、破線は位相差が π のときの分布である。これからわかるように TEM₁₀ モードが TEM₀₀ モードに混在しているとき中心部分 (B の領域) で可視度が低下することになる。

2.2 時間的コヒーレンス

空間的にはコヒーレントであっても光波が多色光であるとき、一般的には干渉縞の可視度はスペクトル分布に依存して変化する。それは次式に示すように干渉縞の位相 φ が光波の振動数 ν によって異なるからである。

$$\phi = \frac{2\pi\nu}{c}d \quad (18)$$

ここで d は光路差、c は光速である。

光源のスペクトル強度分布を I(ν) とするとき、空間的には完全にコヒーレントな場合、干渉縞の強度は次式で表わされる。

$$I(d) = \int I(\nu) \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu d}{c}\right) \right\} d\nu \quad (19)$$

上式で I(d) は I(ν) のフーリエ変換とみなすことができる。したがって I(d) の逆フーリエ変換をとれば I(ν) が求められる。これが干渉分光の原理である。

I(ν) の形によって d に対する干渉縞の可視度がどうなるかを見たのが Fig. 7 である。(a) は ν₀ ± Δν/2 の間でのみ値をもち、かつ一様な場合で可視度は sinc 関数で表わされる。可視度がゼロになる d の値は d = c/Δν である。(b) はガウス分布でスペクトル線の拡がり小さい場合である。可視度が 1/e になる d の値は d = 2c/πΔν である。このように干渉縞の見える光路差の範囲は Δν に逆比例する。分布によって係数の差はあるが、大ざっぱに干渉縞の見える光路差の最大は c/Δν と

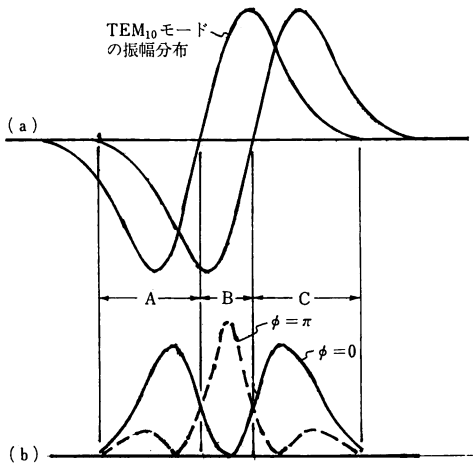


Fig. 6 TEM₁₀ モードのシャリング干渉 (a) TEM₁₀ 振幅分布, (b) 干渉縞強度分布

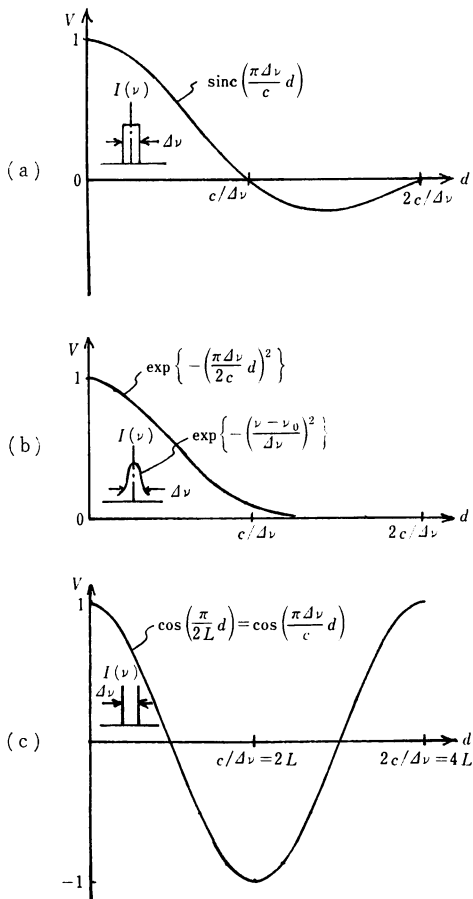


Fig. 7 種々のスペクトル分布に対する可視度曲線

考えてよい。これをコヒーレンス長という。

通常、光源から出る光は有限の長さの波連になっているが、ほぼ同一時刻に放射された波連どうしが重ならないと干渉縞は生じない。したがってコヒーレンス長は波連の長さに対応する。

スペクトル線幅が原子の励起状態の自然寿命できまる自然幅であるとすれば $\Delta\lambda=0.6\times 10^{-5}\text{nm}$ であるから $\lambda=600\text{nm}$ のとき $c/\Delta\nu$ は約 6m である。しかし実際にはドップラ効果、圧力効果、ゼーマン効果、スタルク効果あるいはアイソトープシフトの影響等で線幅が広がっているためコヒーレンス長はこれより一桁以上短くなる。

単一波長のレーザ光のように線幅が事実上ゼロであればコヒーレンス長は無限大で時間的コヒーレンスを問題にすることはない。しかしマルチ縦モードで発振しているときはレーザの共振器間隔できまる何本かの線が発振しているので可視度は周期的に変化する。Fig. 7(c) は二つの波長で同一の強さに発振している場合の可視度曲線である。レーザの共振器長を L とすると $L=\lambda M/2$ (M は整数) であるから光路差 d が L に等しいと可視度はゼロになる。

3. 干渉計の分類

前回の講義で干渉計の基本構成を示した。これは次に示すように光源、光束を制限する瞳 (干渉縞の検出光学系からみれば射出瞳) および干渉縞の観測面との位置関係によって種々の方式に分類することができる。Fig. 8 に干渉縞観測面 F 、光源の像 Q_1, Q_2 および射出瞳 EP_1, EP_2 の位置関係を一般的に示す。 A_1 の範囲にある光束は EP_1 を通り Q_1 に集まり、 A_2 の範囲にある光束は EP_2 を通って Q_2 に集まる。干渉縞は A_1 と A_2 の重なった部分にできる。 EP_1 および EP_2 は観測面 F から離れた位置にあり、 Q_1, Q_2 による F 上への投影像が観測面 F より小さい場合が図に描かれているが、トワイマングリーン干渉計をはじめとする通常の二光束干渉

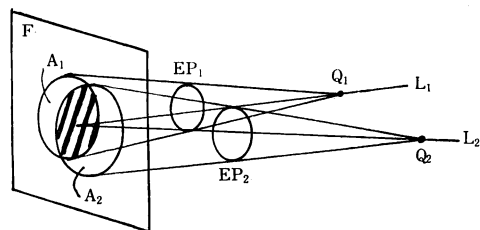


Fig. 8 干渉縞観測面 F 、光源像 Q_1, Q_2 および射出瞳 EP_1, EP_2 の位置関係

| 型 | 光源像・射出瞳・観測面の位置関係 | 干渉縞 | 干渉計例 |
|--------------|------------------|-----|---|
| 標準型干渉計 | <p>#1</p> | | マイケルソン干渉計 トワイマン・グリーン干渉計 ベネット干渉計 ジャマン干渉計 |
| | <p>#2</p> | | 土井式干渉計 ヤング干渉計 レーリー干渉計 |
| | <p>#3</p> | | ウイリアムズ干渉計 マッハ・ツェーンダ干渉計 |
| 横方向シャリング干渉計 | <p>#4</p> | | ベイツの干渉計 ドリュエの干渉計 ブラウンの干渉計 |
| | <p>#5</p> | | サウンダースの干渉計 フランソンの干渉計 マーティの干渉計 三角光路干渉計 |
| | <p>#6</p> | | |
| 半径方向シャリング干渉計 | <p>#7</p> | | Hariharan-DeSen 干渉計 |
| | <p>#8</p> | | |
| 点参照干渉計 | <p>#9</p> | | バーチ散乱縞干渉計 マーティ二焦点干渉計 ダイソン二焦点干渉計 スマート点回折干渉計 |
| | <p>#10</p> | | |

Fig. 9 二光束干渉計の分類

計では観測面Fそのものが射出瞳になっていることが多い。横方向のシャリング干渉計では A_1, A_2 が射出瞳となり図のように瞳の重なった部分に干渉縞ができる。

コントラストよく干渉縞を観測するためには光源から像 Q_1, Q_2 に至る共役な光線 L_1, L_2 が F 面で空間的にコヒーレントな範囲内で重なっていなければならないことはすでに述べたとおりである。

Fig. 9 は上記の観点から干渉計を分類したものである。#1~#3 は標準型二光束干渉計で #1 は L_1, L_2 および Q_1, Q_2 が完全に重なった場合で干渉縞は一様である。観測面 F は必要であれば任意の位置に選ぶことができるが、多くの場合、被検波面の位置 (通常はこれが射出瞳の位置にくる) または無限遠に選ぶ。#2 は二つの光路の

間に光路差がある、すなわち Q_2 が Q_1 に対して光軸方向にずれている場合で干渉縞は同心円状である。#3 は Q_1, Q_2 が光軸に対して垂直方向にずれている場合で干渉縞はずれの方向に対して垂直で等間隔の平行縞である。面の形状やレンズの収差を検査または測定する場合には、この型の干渉計では #1 の状態で干渉縞が一様になるかどうか、#2 では干渉縞が円になっているかどうか、そして #3 では干渉縞の不揃いや曲り具合をチェックする。このように干渉縞の形を変えて検査を行なうため、干渉計の構成部品である半透鏡や反射鏡の傾きおよび光軸方向の位置を可変にし、かつ微細に調整ができるようになっている。

#4~#6 は横方向シャリング (lateral shearing) 干渉

計で検査すべき波面が射出瞳面 EP_1 , EP_2 にあり、この面が干渉縞の観測面になっている。被検波面が光軸と垂直な方向にずれて重なっており、波面が重なった部分に干渉縞が現われる。#4 は Q_1 , Q_2 が同一点で重なっている場合で被検波面が完全な球面であれば干渉縞は一樣になる。#5 は Q_1 , Q_2 が EP_1 , EP_2 と同じ方向にずれている場合、#6 は垂直な方向にずれている場合である。干渉縞はずれの方向に垂直な平行縞になる。マッハ・ツェンダ干渉計は2枚の半透鏡と2枚の全反射鏡とから構成されているが、半透鏡および全反射鏡の位置と傾きを適当にとることで横方向シャリング干渉計になる。図に挙げた干渉計のいくつかはマッハ・ツェンダ干渉計をベースにしたものである。

#7, #8 は半径方向シャリング (radial shearing) 干渉計の場合である。被検波面の大きさが光路に配置されたレンズ系の倍率に従って異なっており、干渉縞は小さいほうの波面(または瞳)の部分にできる。#7 は Q_1 , Q_2 が同一点にある場合で干渉縞は波面が球面のときには一樣である。#8 は Q_1 , Q_2 が光軸に垂直にずれている場合で、ずれに垂直な平行縞になる。

シャリング干渉計で #2 のように Q_1 , Q_2 を光軸方向にずらすことも可能であるが、あまり利用されないもので、Fig. 9 からはおとしてある。

#9, #10 は点参照干渉計の例で波面の一部を参照光にする場合である。 EP_1 に被検波面があり、もう一つの光路では EP_2 したがって被検波面が Q_1 , Q_2 の位置にある場合と、点光源像 Q_1 の一部を小さなピンホールで切り出してその回折波面を参照波面にする場合とがある。後者は点回折 (point diffraction) 干渉計と呼ばれている。この例では標準型干渉計のように被検物のための光路と参照光路とを別々にすることなく、二つの光路が同一の光学系を通るためコモンパス干渉計と呼ばれることがある。コモンパス干渉計に属するものはシャリング干渉計の一部にもある。光路が共通であるため構成する光学部品が振動しても二つの光路への影響は互いに打ち消すので干渉縞が大変安定しているという特徴がある。

以上に説明したように干渉計を4種類に分類したが、 EP_1 , EP_2 あるいは被検波面が相対的にねじれている場合、たとえば 180° 回転した場合²⁾ すなわち左右が反対になった場合のように Fig. 9 に対して種々の変形がある。

4. 検査用干渉計

前回述べたように光学研磨のときに最も多く使用されている検具はニュートン板で、これに代わるものは未だに見いだされていない。しかしその他の場面では、レーザ出現以来、そのコヒーレンスの良さゆえに干渉計の構成もかなり変わり、かつ干渉縞の検出および処理が自動化されるようになり、実用面から大きな改善がなされている。

典型的な例はレーザ光の時間的コヒーレンスがよいため二つの光路の間の光路差をゼロにする必要がないので、いわゆる不等光路干渉計が利用されるようになったことである。また眼の保護の観点から干渉縞をビジコンカメラを通して観察するようになったこと、およびカメラからの出力信号を処理して波面形状の計算および表示がコンピュータの発達に伴って可能になったことも注目すべき改善である。またビジコンカメラを使うのであれば必ずしも光源は可視光であることはないので、使用波長範囲を拡大することができる。たとえば CO_2 レーザを用いれば可視光に比べて波長が1桁以上大きいので感度をおとすことができ大きな変形やゆがみの測定ができるようになる。実際に CO_2 レーザを光源とする干渉計が作られている^{3,4)}。

4.1 トワイマン・グリーン型干渉計

Fig. 10 はトワイマン・グリーン型干渉計の種々の使い方を示す。(a) は反射鏡 M_1 の検査の例で光束はコリメータレンズ L_1 で平行になっている。 M_1 , M_2 または BS のいずれかの傾きを調整することによって干渉縞の縞間隔や方向を調整する。通常は光路差はほとんどゼロの状態で使用する。それは光束の平行度が悪いとき光路差があれば Fig. 9, #2 に示したように干渉縞が同心円状になり、 M_1 がもともと曲がっているのか平面なのか区別がつかなくなるからである。波面の曲率半径を R 、被検反射鏡 M_1 の大きさを L 、光路差を D とすると反射鏡の中心と周辺での光路差は

$$d = \frac{1}{2} \left(\frac{L}{R} \right)^2 D \quad (20)$$

となる。たとえば $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $L = 50 \text{ mm}$, $D = 10 \text{ mm}$ とし d を $\lambda/100$ 以内におさえるためには R は 45 m 以上でなければならない。最近二点鎖線で囲んだ部分を一つのユニットにした検査装置が実用化されているが、 D の値を非常に大きくとることもあるので光束の平行度を確認しておくことよい。もちろん $\lambda/100$ というような高い精度を必要とするときには BS および M_2 に

高い精度のものをを用いねばならない。

(b) は凹面鏡、とくに大口径のもの検査の例である。反射鏡 M_1 の位置に無収差レンズ L_3 を置き発散光束にして凹面鏡 M_3 を照明する。干渉縞を出すには凹面の曲率中心と L_3 の焦点がほぼ合致するよう調整する。そのためには TV カメラを無限遠に照準し二つの光路からの反射光を同一視野内にとらえるようにする。一般に M_3 からの反射光はぼけているので、参照光束と同じよ

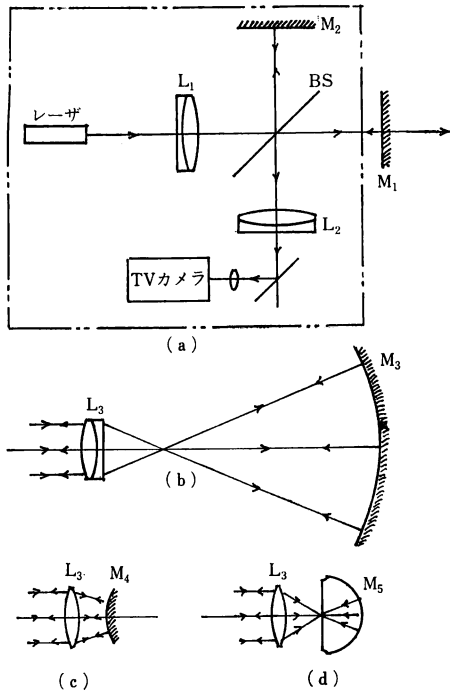


Fig. 10 トワイマン・グリーン型干渉計の種々の使い方

うな点像が得られるまで M_3 を光軸方向に動かす。次に二つの点像が合致するように M_3 の傾きを調整する。このあと TV カメラを M_3 の鏡面にピント合せすれば干渉縞が見えるので干渉縞が直線になるまで M_3 を光軸方向に動かす。次に干渉縞間隔を M_3 の傾き調整によって所望の間隔にする。このような手順で比較的容易に干渉縞をだすことができる。

(c) は凸の球面反射鏡の場合であるが、レンズ L_3 の口径に限界があるので凹面の場合と異なり測定できる球面の大きさに制限がある。ここで球面が完全なものであればレンズ L_3 の収差を測定することができる。(c) および (d) はいわゆるレンズ干渉計の配置を示す。

以上の例では光束は同一光路を往復するので1フリンジは反射鏡では $\lambda/2$ の高さの差に、レンズでは $\lambda/2$ の波面収差に相当する。

干渉縞を TV カメラで検出する場合、光源の強度のゆらぎを無視することはできない。とくにレーザを用いた場合、レーザ単独での発振出力の変化と干渉計からの戻り光の影響による変化が問題である。前者はレーザ共振器のアライメントおよび共振器間隔の変化に起因するので、高い精度が必要なときには、レーザとして安定な構造のものでかつ波長および出力を安定化したものを選ぶ必要がある。後者は干渉計からの戻り光がレーザ共振器に入らないようにすれば影響を除くことができる。そのために偏光ビームスプリッタと $1/4$ 波長板による光学的アイソレータを用いるか、反射鏡のアライメントを測定結果には影響しない程度に傾け、かつピンホールを利用して戻りの光束がレーザには戻らないようにする必要がある。

Fig. 11 は非球面測定用に開発された干渉計の光路図

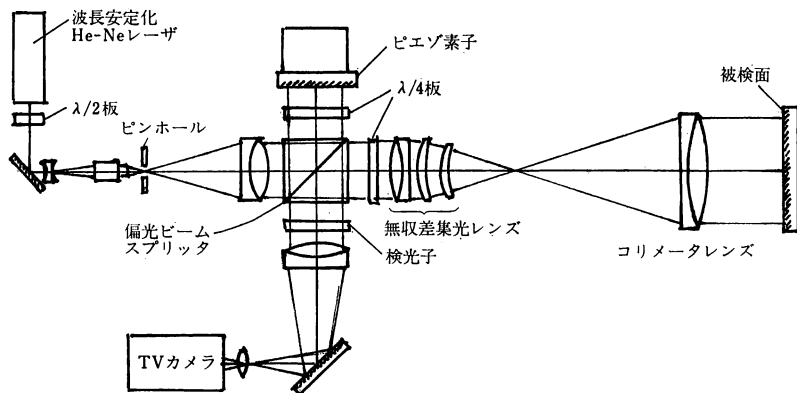


Fig. 11 非球面測定用干渉計

である⁵⁾。レーザは単一モードの波長安定化レーザで戻り光阻止のため光学的アイソレータが用いられている。TVカメラによる干渉縞の検出とコンピュータによる処理を行なうものである。視野を $32 \times 32 = 1,024$ の部分に分け、それぞれの部分で干渉縞強度を検出する。参照鏡をピエゾ素子により一定速度で動かすとそれぞれの部分で強度は正弦的に変化する。この正弦波信号の位相を検出することで、1,024 点のデータが得られる。繰り返しデータをとり平均値をとることで空気のゆらぎやノイズの影響を軽減することができる。これらの位相データよりコンピュータ処理により等高線を表示することができる。あるいは非球面の設計値からの差を表示することができる。

4.2 シャリング干渉計

Fig. 9 に示したように種々の干渉計があるが、ラジアルシャリング干渉計については実用性が少ないので具体的説明は省略する。横方向シャリング干渉計に関しては実用性のあるものについて説明する。

4.2.1 サウンダース (J. B. Saunders) の干渉計⁶⁾

Fig. 12 は頂角がわずかに異なる 2 個のプリズムを半透鏡を境にして接合したものである。これを天体望遠鏡の接眼部に取り付け星からの光を受ける。Q₁, Q₂ に星の像がくるようにプリズムを光軸方向に前後して位置を調整する。プリズムの頂角が異なっているため図の眼の位置からプリズムをのぞくと、図の下部に示すようにずれた二つの波面が見える。半透鏡による Q₁ の像は Q₂ と重なっているの、対物レンズまたは対物反射鏡に収差がなければ波面の重なった部分に一樣な干渉縞が得られ

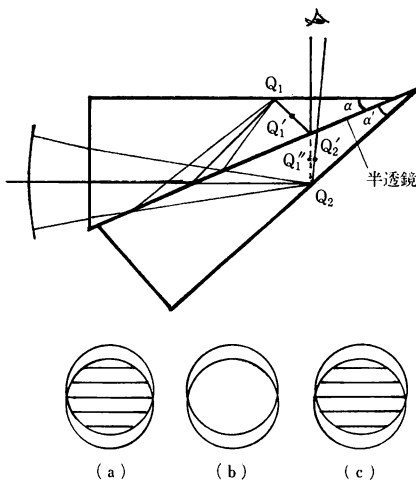


Fig. 12 サウンダースの干渉計の一例

る。図のようにプリズムをずらして接合することにより上および下のプリズムを透過した二つの光束の間の光路をゼロにすることができ、したがって白色光による干渉縞を得ることができる。プリズムを天体望遠鏡の光軸方向に前後させると (a) または (c) のように直線状干渉縞が現われる。それは、たとえばプリズムを前方向に動かすと波面の中心は Q_{1'}, Q_{2'} のところきて、半透鏡による Q_{1'} の像 Q_{1''} は Q_{2'} に対して横ずれするようになるからである。干渉縞の曲りより対物レンズまたは対物反射鏡の収差が求められる。この干渉計は非常に小型かつ安定で携帯できるので天体望遠鏡を使用状態でテストすることができる。

頂角を同じにして二つのプリズムを接合面に垂直な軸のまわりにねじった形の干渉計もサウンダースによって考案されている。

4.2.2 ノマルスキ(G. Nomarski)の微分干渉顕微鏡⁷⁾

Fig. 13 はノマルスキの微分干渉顕微鏡の原理を示す。NP はノマルスキプリズムで、図示のごとく光学軸をもつ二つの複屈折性プリズムを接合したものである。主光線についてみると常光線と異常光線は第 1 のプリズムの中を異なる方向に進み、第 2 のプリズムで常光線と異常光線が入れ替わり、ここで屈折して対物レンズ Ob の後側焦点 F で交差する。対物レンズを通った後両光線は Δ の間隔で平行に進み試料 S で反射して再び対物レンズとノマルスキプリズムを通った後合致して同一光路を進む。像面では Δ に対応して横ずれした二つの像 S, S' が重なって干渉像が見られる。偏光子 P は常光線、

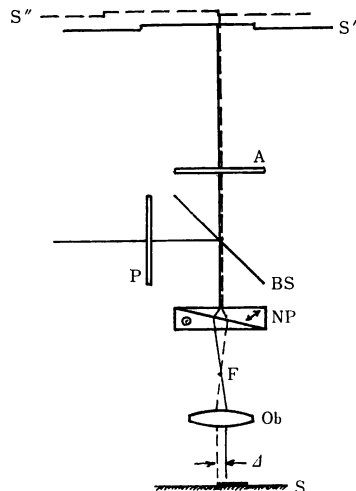


Fig. 13 ノマルスキ微分干渉顕微鏡光路図

異常光線の振動面に対して 45° の方位になるよう固定する。検光子 A は任意の方位角に設定してもよいが、通常はクロスニコルあるいは平行ニコルになるように設定する。表面形状を $H(x, y)$ で表わし、ずれの方向が x 軸方向に等しいとすれば像面での強度分布は

$$I = I_0 [1 + V \cos[2k \{H(x + \Delta, y) - H(x, y)\} + \phi]] \quad (21)$$

で表わされる。V は検光子 A の方位角で定まる定数、 ϕ は同じく方位角およびノマルスキプリズムで定まる光路差である。 ϕ はノマルスキプリズムを光軸に垂直に動かすことにより変えることができる。 Δ が非常に小さいとすれば上式は

$$I = I_0 \left[1 + V \cos \left\{ \left(2k \frac{\partial H}{\partial x} \Delta \right) + \phi \right\} \right] \quad (22)$$

となり表面形状の微分値が強度変化として観測される。白色光を用いたとき、わずかな凹凸の差が検出できるので IC ウェーハをはじめとする結晶の表面欠陥あるいは光学ガラス表面のキズや腐蝕状態を感度よく検出することができる。

4.2.3 平行平面板によるシャリング干渉計^{8,9)}

レーザ光は空間的および時間的コヒーレンスがよいので、斜めにおいた平行平面ガラス板に平面波が入射したとき表面反射光と裏面反射光の間に Fig. 14 に示すようにシャリング干渉縞を生ずる。波面のずれ量はガラス板の厚さおよび入射角で定まり、自由に変えることはできないが、平面波の検査には手軽な方法である。たとえばコリメータからの光束が平行光束になっているかどうか、あるいはコリメータレンズに収差があるかないかを調べることができる。

4.3 点参照干渉計

結晶の複屈性を利用したダイソン (J. Dyson) の二焦点干渉計¹⁰⁾、拡散板をビームスプリッタとして利用したバーチ (J. M. Burch) の干渉計¹¹⁾、同じくフレネルゾーンプレートを利用したマーティ (M. V. R. K. Murty) の干渉計¹²⁾がある、いずれも一つの光束に対しては被検面に光源像を作り、他の光束で被検面全体を照明するようにした干渉計である。点回折干渉計は構成が非常に簡単であり、光の利用効率が悪いという点を除けば手軽に利用できる。

4.3.1 ダイソンの二焦点干渉計

Fig. 15 においてトリプレットレンズ L は 2 枚のガラスの凸レンズと 1 枚の方解石の凹レンズからできている。常光線に対してはレンズ作用がなく、異常光線に対しては凸レンズの作用をもつ二焦点レンズである。いま

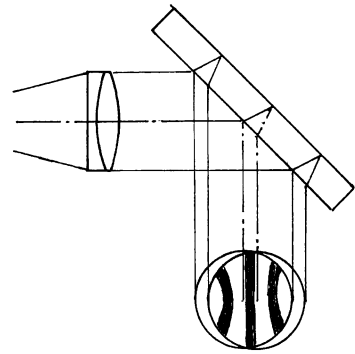


Fig. 14 平行平面板シャリング干渉計

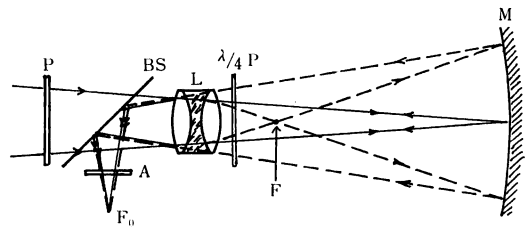


Fig. 15 ダイソンの二焦点干渉計

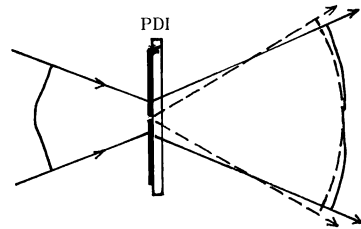


Fig. 16 点回折干渉計

紙面内に振動する直線偏光のみを偏光子が通すものとし、方解石の結晶軸が紙面に対して 45° になるようにレンズを配置する。レンズがないときに入射光は反射鏡 M の面上に集光するようにすれば常光線は M の面上に集光し、異常光線は F に集光した後、凹面鏡全体を照明する。1/4 波長板 $\lambda/4 P$ によって反射光の振動面はそれぞれ 90° 回転するので、常光線は異常光線になりレンズによって F_0 に集光する。異常光線は常光線にかわるので屈折することなくレンズを透過して同じく F_0 に集光する。このようにして二つの光束が重なるが、一方の光束は凹面鏡の影響を受けず参照光束となって他方の光束と干渉し凹面鏡の形状に対応した干渉縞が得られる。

4.3.2 点回折干渉計^{13,14)}

Fig. 16 に示すように中心部に非常に小さな開口をもち、開口を除く周辺部に透過率の低い吸収膜をつけた薄

い板 (PDI) が次に述べるように干渉計の働きをする。すなわち PDI を被検光学系の点像位置におくと、中心の開口が点像に比して十分に小さければ開口を通った光は回折して球面波になる。また中心部を含めて周辺部を透過した波面は変形を受けず透過する。この波面と中心開口による回折波（球面波）とが干渉する。このようにして被検光学系に対応した干渉縞が得られる。

開口の半径を a 、被検光学系の開口角を θ とすると回折波が球面波になるためには

$$a \ll \frac{0.6\lambda}{\sin \theta} \quad (23)$$

の条件を満たす必要がある。通常 a の値は $0.1\lambda/\sin \theta$ に選ばれる。

PDI を光軸方向に動かすと被検波面の集光点と回折波面の中心とが光軸方向に離れるため同心円状の縞が現われる。光軸に対して垂直に動かすと直線状の縞が得られる。この干渉計は参照光束と被検光束との間の光路差がほとんどないので白色光による干渉縞が容易に得られる。明るい星を使えばサウンダースの干渉計と同様、天体望遠鏡を使用状態でテストすることができる。

5. おわりに

本講義では干渉計について理解を深めることを目的にして基本的事項の説明に重点を置いた。干渉計の進歩に関してここ 10 年を振り返ってみると、基本的構成はすでに確立していて目新しいものはほとんど見当たらない。しかしレーザの出現によって干渉計が使いやすくなったこと、ヘテロダイン方式^{15,16)}のように新しくかつ精度の高い位相測定法が出現したこと、およびコンピュータの発達とその適用により干渉図形の解析がきわめて容易かつ迅速に行なわれるようになったこと等で干渉計が

実用機として一般の人に日常的に使われる時代が到来しつつあるということが出来る。コンピュータによるデータ処理によって干渉縞の測定時間および等高線や MTF の算出時間が短縮されると、研磨工場において干渉計を修正研磨に必要な情報やデータの提供手段として使うことが可能になり、非球面や高精度光学部品の研磨の効率が大幅に向上するであろう。

文 献

- 1) たとえば, M. Born & E. Wolf: *Principles of Optics*, Chap. X (Pergamon Press, 1970).
久保田 広: 波動光学, § 30 (岩波書店, 1971).
- 2) J. B. Saunders: *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, **58** (1957) 27.
- 3) P. L. Domenicali: *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **192** (1979) 6.
- 4) O. Kwon, J. C. Wyant & C. R. Hayslett: *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **192** (1979) 88.
- 5) V. J. Doherty: *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **192** (1979) 140.
- 6) J. B. Saunders: *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, **68e** (1964) 155.
- 7) G. Nomarski: *J. Phys. Radium, Paris*, **16** (1965) 9.
- 8) M. V. R. K. Murty: *Appl. Opt.*, **3** (1964) 535.
- 9) M. V. R. K. Murty & D. Malacara-Hernandez: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **4**, Suppl. 1 (1965) 106.
- 10) J. Dyson: *J. Opt. Soc. Am.*, **47** (1957) 386.
- 11) J. M. Burch: *Nature*, **171** (1953) 889.
- 12) M. V. R. K. Murty: *J. Opt. Soc. Am.*, **53** (1963) 568.
- 13) R. N. Smartt, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **14**, Suppl. 14-1 (1975) 351.
- 14) R. N. Smartt: *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **192** (1979) 35.
- 15) L. S. Liu & J. H. Klinger: *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **192** (1979) 17.
- 16) F. L. Merat & P. C. Claspy: *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **192** (1979) 159.