

光波干渉応用技術 6

光 フ ァ イ バ 干 渉 計 測

今井 正明・大塚 喜弘

北海道大学工学部数物系共通講座 T060 札幌市北区北13条西8丁目

(1983年12月12日受理)

Optical-Fiber Interferometric Measurements

Masaaki IMAI and Yoshihiro OHTSUKA

Department of Engineering Science, Faculty of Engineering, Hokkaido University,
Kita-13 jo, Nishi-8 chome, Sapporo 060

1. まえがき

1950年代にオランダのVan Heel¹⁾によって今日のステップインデックスファイバの原型が発明されて以来、光ファイバは主として画像情報の伝送に利用されてきた。多数のファイバを束にしたバンドルファイバ²⁾を使って、内視鏡(endoscope)あるいは胃鏡(gastroscope)に応用する試みもその一つである³⁾。そのほかにも画像を縮小または拡大するための円錐状ファイバ、さらに像を分割するのにイメージダイセクタが考案された。これらは直接計測用センサーとしての機能を果たしていないが、光計測および画像処理装置の重要な要素になっている。一方、この光ファイバはレーザーの発明によりそのコヒーレントな光を伝送させるための伝送路に用いられるようになった。1966年にイギリスのKaoとHockham⁴⁾は石英系光ファイバ中の不純物をなくすことにより光通信用の低損失光ファイバが実現できることを示唆すると、1970年にアメリカのコーニング社のKapronら⁵⁾は化学気相堆積法(CVD)という新しい技術を用いて、20 dB/kmの損失をもつ光ファイバを製作した。また同じ時期に日本電気の内田ら⁶⁾は多成分ガラスを使ってイオン交換法によりグレーデッドインデックスファイバ(Selfoc)を試作した。これを契機にして今日までに世界各国において光ファイバの低損失化の研究が行なわれるようになった。そして低損失性を示す光の波長もしだいに長波長(近赤外)領域に移って⁷⁾、最近では波長1.55

μmにおいて損失が0.2 dB/kmというほぼ理論限界に近い値が達成されている⁸⁾。さらに日本の電電公社の技術開発により気相軸付法(VAD)⁹⁾という新しい製作法が完成して、光ファイバの高品質低価格化への道が拓かれた。

このような経緯をたどって発展した光ファイバは光の振幅情報(強度)だけでなく、位相情報や偏波特性を利用しようとする研究が盛んになってきた。光ファイバの特徴として上述の低損失のほかに、情報量を多く送ることができる(高帯域)、細径・軽量であり曲げやすいこと(可撓性)、さらに無誘導・高絶縁性、耐水・耐火性に優れているといった点が注目を集めている。表1には光ファイバの特性をまとめて示した。これらの特徴を活かした光ファイバの応用が光ファイバ計測・制御である。この光ファイバ計測において光ファイバの役割は次の二つに分類することができる。一つは光ファイバをフレキシブルな光の伝送路として使用する場合で、もう一つは光ファイバ自身を物理量を検出するセンサーに使う場合である。光ファイバを伝播する光の位相・偏波特性を利用するのは後者のほうで、光の干渉と長尺の光ファイバを用いることにより高感度化が図られている。光ファイバ計測は国内外において急速に発展している分野であり、最近の研究報告・解説も少なくない¹⁰⁻¹⁶⁾。本稿ではこのように新たに発展しつつある光ファイバ計測を光波干渉技術の立場から概説を試みる。本文の2章においては光波干渉に使われる光ファイバの基本事項を説明

表1 光ファイバの特性

特徴	その特性例
低損失	2~5 dB/km (極限損失 0.2 dB/km, $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ のとき)
広帯域	30 MHz·km (階段形多モードファイバ)~10 GHz·km (単一モードファイバ)
細径	クラッド径は約 $150 \mu\text{m}\phi$, 被覆ファイバ心線は $0.9 \text{ mm}\phi$
軽量	40 g/km, ファイバ心線で 0.7 kg/km
絶縁性	20 cm のファイバで 100 kV 以上の電気絶縁耐圧
無誘導耐水・耐火性	大电流, 高电压による電磁誘導がない 水中・溶液中において耐腐食性が強く, また石英ガラスの軟化点は $1,600^\circ\text{C}$ 以上

して, 3章においては光ファイバ干渉計の種類とその動作原理についてわかりやすく述べる。

2. 光ファイバ

2.1 光ファイバの構造

光ファイバはコアとクラッドの2重構造をしていて, コアとクラッドの境界において光を全反射しながらコアの中に閉じ込めて伝送するものである。この光ファイバをコヒーレントな電磁波が伝播するときは固有の電磁界分布と離散的な位相速度をもつモード(姿態)に分かれること¹⁷⁾。したがって, モードの概念を用いて光ファイバを分類すると, 最低次のモードしか伝播しない单一モードファイバと多数のモードが伝播することができる多モードファイバに分けることができる。多モードファイバはコア径(2a), 比屈折率差($\Delta = [\text{コアの屈折率} - \text{クラッドの屈折率}] / [\text{コアの屈折率}]$)がともに大きい。一方, 単一モードファイバはコア径, 比屈折率差が小さく, レーザーとの光結合は多モードファイバよりもむずかしい。また, 光ファイバを屈折率分布の形状から分類すると, ステップインデックス(階段形屈折率)とグレーディングインデックス(集束形屈折率)に分かれる。これらの光ファイバを伝播するモードを光線により記述すると図1のようになる。階段形ファイバでは各モードの光線はコア・クラッドの境界で全反射するジグザグ径路をとるが, 集束形ファイバでは全反射する位置(転回点)は明確ではない。しかし光線が光ファイバの中心軸をよぎる場所は各光線ともに一致している。このことが集束形ファイバではモード分散が小さいことの理由となる¹⁸⁾。

光ファイバの特性を表すパラメータに規格化周波数がある。これは次式

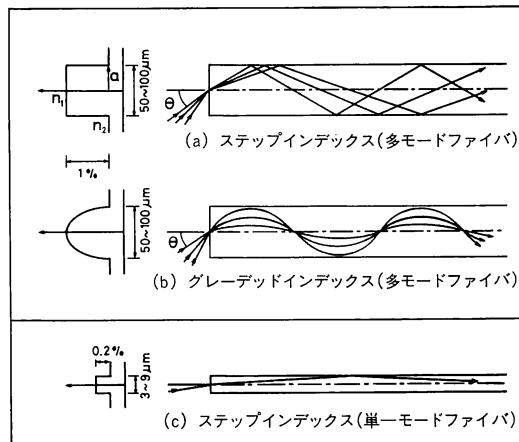


図1 光ファイバの種類と光線の伝播
(a), (b) 多モードファイバと
(c) 単一モードファイバ

$$V = akNA = akn_1\sqrt{2\Delta} \quad (1)$$

で定義されて, $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ は光ファイバの開口数(numerical aperture)である。 $\theta = \sin^{-1}(NA)$ が光ファイバに受光される半頂角を与える(図1参照のこと)。 $k = 2\pi/\lambda$ は真空中での光の波数, λ は光の波長である。この規格化周波数はモード数に関係があって, $V < 2.405$ ($J_0(x)=0$ の第1番目の根) のとき最低次のモードしか存在しない条件となる。 V が大きくなると伝播するモード数も増加して, モードの総数は階段形および集束形の場合に次のように与えられる¹⁹⁾。

$$\left. \begin{array}{l} N_{\text{step}} = V^2/2 \\ N_{\text{graded}} = V^2/4 \end{array} \right\} \quad (2)$$

ただし, 上式は一つの偏波方向のモードに注目した場合であり, それと直交する偏波のモードを数えると2倍になる。図1に示したように, 光ファイバのモードは次数によって全反射する角度が決まり, したがって中心軸に沿う方向の伝播速度も異なることになる。階段形および集束形光ファイバにおいて軸上を通る光線とコア・クラッド境界を全反射に近い角度でジグザグ径路をとる光線では, 距離lだけ伝播したときの時間差は次のようになる²⁰⁾。

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\tau_{\text{step}} = l n_1 \Delta/c \\ \Delta\tau_{\text{graded}} = l n_1 \Delta^2/2c \end{array} \right\} \quad (3)$$

cは光速である。光ファイバの入射端に鋭いパルス状波形を送っても, 出射端では幅の広いパルスしか得られないことになって伝送帯域が制限される。とくに後者の伝送帯域は前者よりも2桁大きくなることは注目すべきことである。すなわち, 集束形ファイバにおいて大きな伝送帯域をとることができて, さらに単一モードではモー

ド分散がないために広帯域性が期待される(表1参照のこと)。

2.2 スペックルパターン

光ファイバを伝播するレーザー光の出射パターンにもモード分散が関係する。集束形ファイバでは各モードの伝播速度は互いに接近していて、入射時のレーザー光の空間分布はほとんど歪みなしに伝送される。しかし階段形ファイバではモード分散が大きいために、出射パターンは入射時の空間分布とは異なって斑点状になる。この斑点模様をスペックルパターン²¹⁾といつて、光ファイバを伝播するモード間のランダムな干渉の結果として生ずる^{22,23)}。

ただし、モード間の伝播時間差が光源のコヒーレンス時間($\sim 1/\delta f$, δf は光源のスペクトル幅)よりも小さいことが干渉するための条件となる^{24,25)}。この場合にスペックルパターンは光ファイバのモード数に密接に関係することを示そう²⁶⁾。全反射角に近い角度で伝播する最高次モードと軸にほぼ平行に伝播する最低次モードのみが存在する場合を考える。この二つのモードによってファイバ端面では最も細かい干渉模様が形成されることになる(図2)。全反射となるとき空気側から見込んだ角度から、干渉模様の最小間隔は近似的に次式で与えられる。

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2NA} \quad (4)$$

したがって、2次元のファイバ断面において、コア半径 a の面積内の干渉模様の個数は

$$N = \pi \left(\frac{a}{\Delta x} \right)^2 = \pi \left(\frac{2aNA}{\lambda} \right)^2 \quad (5)$$

となる。(5)式は階段形ファイバにおけるモード数 N_{step} (2式)によく近似されることがわかる。ゆえにコア径が大きいほど、あるいはNAが大きいほどスペ

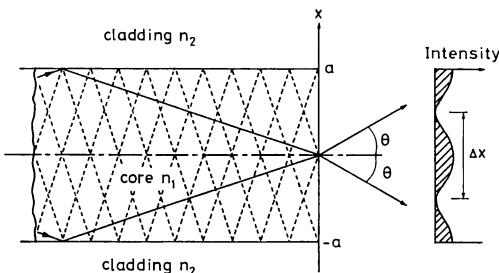


図2 2モードによる干渉パターン

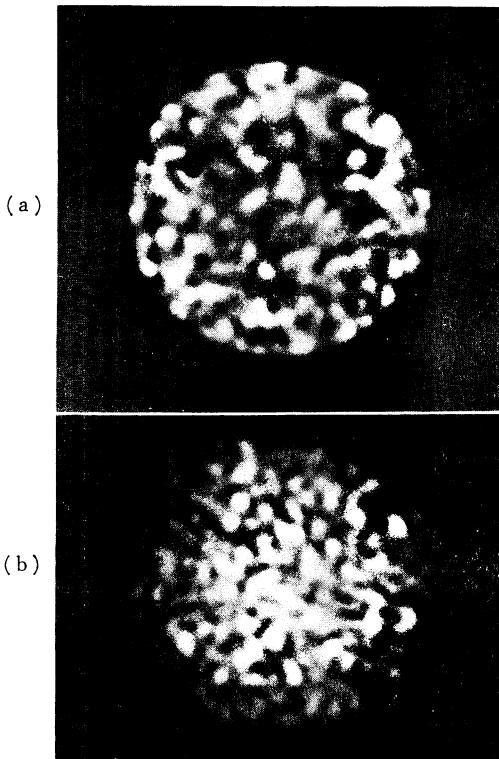


図3 階段形ファイバの(a)ニアーフィールドパターンと(b)ファーフィールドパターン

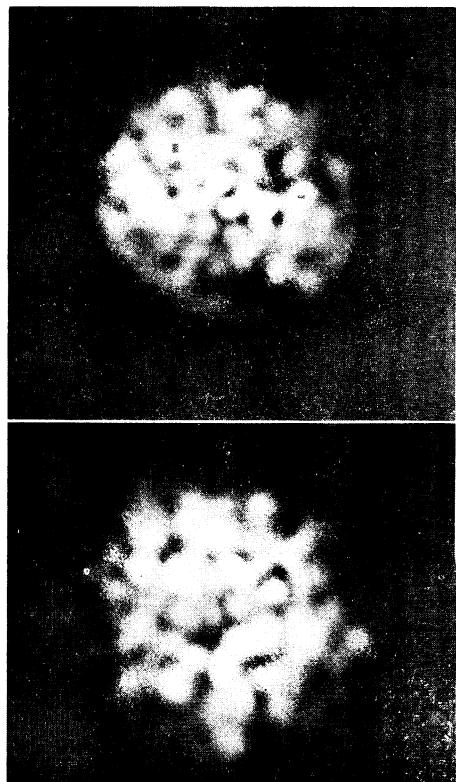


図4 集束形ファイバの(a)ニアーフィールドパターンと(b)ファーフィールドパターン

ックルの個数は増加する。集束形ファイバでは同じコア径, NA でも階段形ファイバに比べてモード数が半分になるのでスペックルの個数も少ない。

図3にはコア径 $60 \mu\text{m}$, 比屈折率差 0.20% , コアとクラッドに幅 $6 \mu\text{m}$, 比屈折率差 0.65% の溝をもつ階段形ファイバの(a)ニアーフィールドパターンと(b)ファーフィールドパターンを示す。また図4にはコア径 $50 \mu\text{m}$, 比屈折率差 0.34% , 溝の幅 $5 \mu\text{m}$, 比屈折率差 0.70% の集束形ファイバの(a)ニアーフィールドパターンと(b)ファーフィールドパターンを示す。両者のパターンを比較すると、階段形ファイバではスペックルのサイズが小さく、しかも各スペックルの輪郭が明確なのが特徴である。ファーフィールドパターンの平均サイズはコアの直径 $2a$, ファイバ端面から観測面までの距離 L を用いて、

$$\sigma = \lambda L / 2a^{27} \quad (6)$$

で与えられる。

2.3 計測用光ファイバ

多モード光ファイバはスペックルパターンを示すのみならず偏光状態も損なわれていることはよく知られている。これは個々のスペックルにおいては入射電場の直線偏光が多重反射のために梢円偏光になっているが、各スペックルでその位相が異なっているためにパターン全体ではランダムな偏光状態になるためと考えられる²⁸⁾。したがって多モードファイバを用いても、出射パターンの一部を開口により遮って、受光するスペックルの個数を制限することによって干渉計測に使うことができる²⁹⁾。またこのスペックルパターンを消滅させるのにスペクトル幅の広い光源、すなわち LED や白色光源を用いる試みもなされた³⁰⁾。一方、単一モードファイバでは直線偏光が伝播することが可能であり、位相・偏波特性を利用する干渉計測に適している。さらに、ファイバ自身の不完全な構造によって生ずる直線偏光の劣化を防ぐために偏波面保存ファイバが開発された。

2.3.1 単一モードファイバ

单一モードになるための条件は $V < 2.405$ であり、これを光の波長 λ で書き換えると、

$$\lambda > \lambda_c = \frac{2\pi a N A}{2.405} \div \frac{2\pi a n_1 \sqrt{2\Delta}}{2.405} \quad (7)$$

となる。 λ_c はカットオフ波長と呼ばれて、光ファイバのパラメータ（コア半径、比屈折率差、コアの屈折率）によって決まる。この場合に電磁場は直交する二つのモード (E_x, E_y 偏波) の合成で与えられる。図5に示すように、それぞれの電界成分 E_x, E_y は伝播定数を β_x, β_y

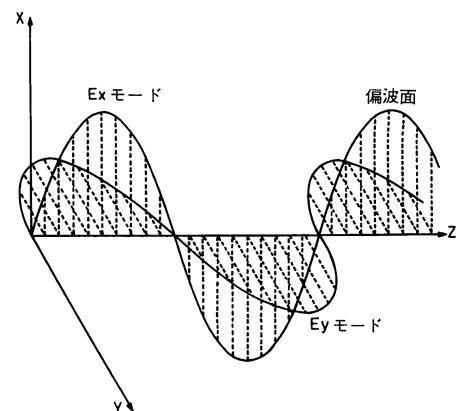


図5 直交する二つの偏波面をもつ E_x, E_y モード

とし、界分布関数を A_x, A_y とすると次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_x(x, y) \exp[j(\beta_x z - \omega t)] \\ E_y &= A_y(x, y) \exp[j(\beta_y z - \omega t)] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

コアが真円で屈折率分布も軸対称な理想的構造の場合には $\beta_x = \beta_y$ であり、両モードは同じ位相速度で伝播する（縮退している）。しかし実際の光ファイバはコアが完全な真円ではなく、さらにコアとクラッドの境界における不完全性、および材質の違いによるコア内部の歪み等によって $\beta_x \neq \beta_y$ となる。このため二つの直交する直線偏波は一つのモードと見なすことはできない。合成した偏波状態は(8)式において $A_x = A_y \equiv A$ として、 ωt を消去することにより明らかになる。

$$E_x^2 + E_y^2 - 2E_x E_y \cos(\Delta\beta z) = A^2 \sin^2(\Delta\beta z) \quad (9)$$

ここで $\Delta\beta = \beta_x - \beta_y$ は伝播定数差を表わしている。(9)式において $\Delta\beta z = m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) のときに直線偏光、 $\Delta\beta z = (2m+1)\pi/2$ のときに円偏光になり、その中間では梢円偏光になる³¹⁾。このように単一モードファイバにおいて直交する二つの直線偏波が同時に伝播する場合には偏波状態は周期的に変化する。

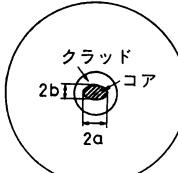
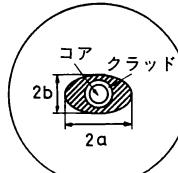
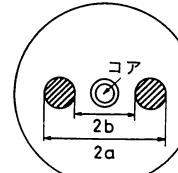
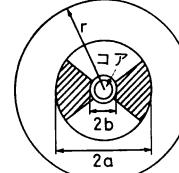
2.3.2 偏波面保存ファイバ

直線偏波特性を保つために直交する偏波成分の伝播定数差 $\Delta\beta$ を大きくする必要がある。このことは E_x, E_y 偏波成分のパワーに関する結合方程式を解くことにより求められる³²⁾。入射端において E_x 偏波成分のみを励振したとき、外乱によって E_x 成分から E_y 成分へ変換するパワーの割合

$$\eta = \frac{|E_y|^2}{|E_x|^2} = \tanh\left(\frac{Kz}{\Delta\beta^m}\right)^{33)}, \quad m=4, 6, 8 \quad (10)$$

を消光比という。ただし、 K はファイバパラメータに依存した量で、 m はランダムな外乱の状態を示す定数で

表 2 偏波面保存ファイバの特性

種類	楕円コアファイバ ³⁵⁾	楕円クラッドファイバ ³⁶⁾	パンダ(PANDA)ファイバ ³⁷⁾	ボウータイ(bow-tie)ファイバ ³⁸⁾
構造とパラメータ				
	$b/a = 0.4$ ($2a = 2.14 \mu\text{m}$) ($2b = 0.85 \mu\text{m}$)	$b/a = 0.55$ (コア径 = $6 \mu\text{m}$) (コア/クラッド = 0.5)	$b/a = 3/16$ (コア径 = $5 \mu\text{m}$) (b /コア半径 = 3)	$a/r < 0.76$ $b/r < 0.1 \sim 0.2$
$\Delta\beta$ (rad/m)	8,400	5,200	2,400	11,400
L (mm) ($\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ のとき)	0.75	1.2	2.6	0.55
消光比	<-40 dB (約 1 m 長)	<-30 dB (1 km 長)	<-23 dB (8.3 km 長)	<-50 dB (0.5 m 長)
損失	25 dB/km ($\lambda = 0.85 \mu\text{m}$)	1 dB/km ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$)	1.7 dB/km ($\lambda = 1.15 \mu\text{m}$)	<5 dB/km ($\lambda = 0.83 \mu\text{m}$)

ある。(10)式から $\Delta\beta$ が大きいほど η は小さくなることがわかる。(9)式において直線偏光(または円偏光)から次の直線偏光(または円偏光)に変換する距離の2倍を結合長と定義する。

$$L = 2\pi/\Delta\beta \quad (11)$$

光ファイバのわずかな擾乱や曲げ、あるいは局所的な温度変化による直交偏波成分のパワーの結合を抑えるために、 $\Delta\beta$ は 6,000 rad/m 以上 ($L = 1 \text{ mm}$ 以下) が必要とされている³⁴⁾。 $\Delta\beta$ を大きくする方法として現在までに、(i)光ファイバのコアを楕円あるいは非円形にして長軸と短軸方向の距離を変える楕円コアファイバ^{31,35)}、(ii)コアの周りのジャケット部(クラッド)に異方性の応力を加えて屈折率差を付ける応力付加型ファイバ³、の二つが開発されている。異方性の応力を加える方法として楕円ジャケット(クラッド)ファイバ³⁶⁾、パンダ(PANDA)ファイバ³⁷⁾およびボウータイ(bow-tie)ファイバ³⁸⁾などが提案されている。これらの偏波面保存ファイバのパラメータとその特徴をまとめて表 2 に示す。

3. 光ファイバ干渉計

3.1 干渉計の種類

干渉計の光路としてこれまで空間や透明物体中の光の伝播を考えてきたが、光ファイバ干渉計では光ファイバを利用する。したがって、光ファイバ干渉計の種類とし

表 3 光ファイバ干渉計の分類と使用ファイバ

	2 光束干渉	多光束干渉	使用ファイバ
1 光路干渉計	モード間干渉型		M ⁴⁰⁾
	偏光分割型		S ^{41-44), SP⁴⁵⁾}
	リング型(サグナック型)	ファブリペロー型	S ⁴⁶⁻⁵¹⁾ S ^{52-55, 56*-58*} SP ^{59*}
2 光路干渉計		リング共振器型	S ^{60, 61*-63*}
	マイケルソン型		M ^{30, 64-66)} M ^{28*, 67*, 68*)} S ^{69, 70*)}
	マッハツエンダー型		S ^{71-76, 77*-79*)}

M: 多モードファイバ, S: 単一モードファイバ,
SP: 偏波面保存ファイバ。

て従来の分類がそのまま適用できる。ここでは干渉光路が一つの場合と二つの場合に分けて、さらにそれを 2 光束干渉と多光束干渉に分類している。2 光路干渉計において、光束を分割するのにビームスプリッターを使う方法と、それを光ファイバ方向性結合器³⁹⁾で置き換えることにより干渉計全体を光ファイバで構成する方法の 2 通りに分けることができる。とくに後者は“(全)光ファイバ干渉計; all fiber interferometer”と呼ばれてい

て、干渉計がコンパクトになり光軸合せの必要がない点に特色がある。表3に干渉計の分類とそこで用いられている光ファイバの種類を示す。ただし、文献の右肩に*印を付けてあるのは全ファイバ化された干渉計であることを示している。以下に各干渉計の原理について説明する。

3.1.1 モード間干渉型⁴⁰⁾

長さ l の多モードファイバを伝播する i モードの位相は伝播定数を β_i とすると、

$$\phi_i = \beta_i l + \psi_i \quad (12)$$

で表わすことができる。ただし、 ψ_i は光ファイバに入射するときの初期位相である。この光ファイバが音圧 P 、角周波数 ω_s の音場内に置かれた場合、光ファイバの i モードの位相の変化は

$$\Delta\phi_i = \left[\left(\frac{\partial\beta_i}{\partial P} \right) l + \beta_i \left(\frac{\partial l}{\partial P} \right) \right] P \sin \omega_s t = \varphi_i \sin \omega_s t \quad (13)$$

となる。各モードの位相が音圧によって変化するから、光ファイバから出射する光を2乗検波すると音場によって変調された成分（ビート周波数）が現われる。いま、TM₀₁（もしくは TE₀₁）モードと HE₁₁ モードの2モードを考えると、検波された出力信号のピート成分は

$$I(t) = \cos(\Delta\beta l + \Delta\phi) \left[\sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\Delta\phi) \cos 2k\omega_s t \right] - \sin(\Delta\beta l + \Delta\phi) \left[2 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\Delta\phi) \sin(2k+1)\omega_s t \right] \quad (14)$$

に比例する。ただし、 $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ 、 $\Delta\phi = \varphi_1 - \varphi_2$ 、 $\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2$ で、添字 1, 2 は TM₀₁ (TE₀₁) と HE₁₁ モードを表わしている。(14)式において、 $\Delta\phi$ を検出することにより音圧 P を求めることができる。

3.1.2 偏光分割型

図6に干渉計の概略を示す。直線偏光レーザーを張力を加えた单一モードファイバに入射して、その偏波面をファイバの主軸に対して 45° に選ぶ。長さ l の光ファイバを伝播した直交偏波の電界振幅は(8)式から $\exp(-j\omega t)$ を省略して、

$$E_{x,y} = A \exp(jkl) \exp\left\{ \pm j \left[\frac{\beta l}{2} + \Delta \left(\frac{\beta l}{2} \right) \right] \right\} \quad (15)$$

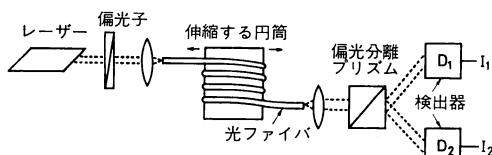


図6 偏光分割型干渉計の構成

と書くことができる。ただし、 $k = (\beta_x + \beta_y)/2$ 、 $\beta = \beta_x - \beta_y$ 、 $\Delta(\beta l/2)$ は外部からの物理的変化により光ファイバに誘起した位相変化を表わす。出射端において偏光分離プリズムをファイバの主軸に 45° 傾けて置くことによって、透過および反射光の電界振幅は次のようになる⁴²⁾。

$$\left. \begin{aligned} E_t &= \sqrt{2} A \exp(jkl) \cos \left[\frac{\beta l}{2} + \Delta \left(\frac{\beta l}{2} \right) \right] \\ E_r &= j \sqrt{2} A \exp(jkl) \sin \left[\frac{\beta l}{2} + \Delta \left(\frac{\beta l}{2} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

これをおのおの独立に2乗検波して、その出力信号を I_1 、 I_2 とすると、

$$P = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) = \cos(\beta l + \Delta\beta l) \quad (17)$$

には位相の変化分が含まれる。(17)式において、 $\Delta\beta l$ を検出することにより磁界^{41,43)}、音圧^{42,44)}および温度⁴⁵⁾が計測された。

3.1.3 フアブリペロー型

図7に示すように光ファイバ端面の振幅反射係数、透過係数を r 、 t ($r^2 + t^2 = 1$) として、長さ l の光ファイバを1回通過するごとの減衰および位相遅れを $\sqrt{\alpha}$ 、 ϕ とする。このときファイバから出射する光の透過振幅は

$$\begin{aligned} E &= At^2 \alpha^{1/2} e^{j\phi} + At^2 r^2 \alpha^{3/2} e^{j3\phi} \\ &\quad + At^2 r^4 \alpha^{5/2} e^{j5\phi} + \dots \\ &= \frac{At^2 \alpha^{1/2} e^{j\phi}}{1 - r^2 \alpha e^{j2\phi}}, \quad \phi = \beta l \end{aligned} \quad (18)$$

となる。ゆえに光の透過強度として次式を得る⁴⁶⁾。

$$I = \frac{I_{\max} |A|^2}{1 + F \sin^2 \phi} \quad (19)$$

ここで、

$$I_{\max} = \frac{T^2 \alpha}{(1 - R \alpha)^2}, \quad F = \frac{4R\alpha}{(1 - R\alpha)^2} \quad (20)$$

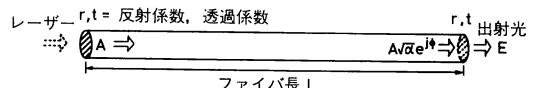


図7 光ファイバ端面の反射と透過

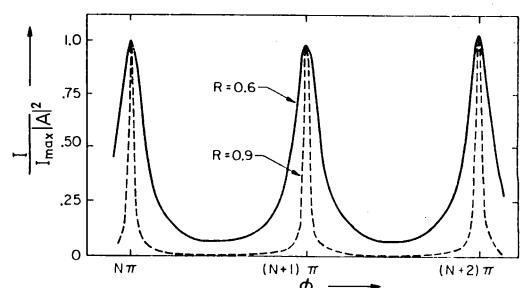


図8 出力光強度の変化⁴⁶⁾

である。ただし、 $T=t^2$, $R=r^2$ であり、 F はフィネス ($=\pi\sqrt{F}/2$) に関係したパラメータを表す。数値例として、 $R=0.6, 0.9$ に選んで $l=10\text{ m}$ の光ファイバの減衰を 5 dB/km にとった場合の計算結果を図 8 に示す。 $\phi=N\pi$ (N : 整数) のときに鋭いピークをもつことがわかる。このような特性の立上りの中間に動作点を選ぶことにより、位相変化

$$\Delta\phi=l\Delta\beta+\beta\Delta l \quad (21)$$

を感度よく検出することができる。これまでに PZT に巻き付けた光ファイバの伸縮⁴⁷⁾、レーザー光源の波長の変動⁴⁸⁾、温度・磁界⁴⁹⁾、および加速度⁵⁰⁾のセンサーに用いられている。ただし、この干渉計において位相変化を大きくするために光ファイバを長くしても、光源のコヒーレンス長 ($\sim c/\delta f$, δf はスペクトル幅) によって制限される⁵¹⁾。すなわち、コヒーレンス長を超える光ファイバにおいては多重干渉は起こらないからである。

3.1.4 リング型（サグナック型）

図 9 に示すようにレーザー光は右回り (C. W.) と左回り (C. C. W.) に分割されて半径 l の円周上を伝播する。このとき光学系全体が角速度 Ω で左回りに回転しているとすれば、右回り光と左回り光が検出器に到達するのに時間差が生ずる。左右両回り光に対して伝播時間はそれぞれ、

$$\left. \begin{aligned} t_{\text{c.c.w.}} &= \frac{2\pi l - l\Omega t_{\text{c.w.}}}{c} \\ t_{\text{c.w.}} &= \frac{2\pi l + l\Omega t_{\text{c.c.w.}}}{c} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

で与えられるから、伝播時間差は c (光速) $\gg l\Omega$ を考慮して、

$$\Delta t = t_{\text{c.c.w.}} - t_{\text{c.w.}} = \frac{4\pi l^2}{c^2} \Omega = \frac{4A}{c^2} \Omega \quad (23)$$

となる。ここで $A (= \pi l^2)$ は光路が囲む面積である。位相差にして、

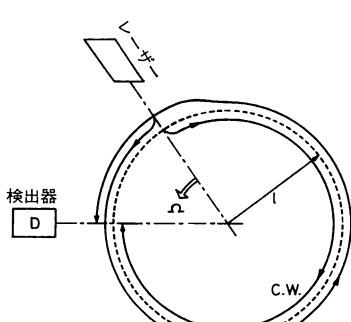


図 9 サグナック効果の説明

$$\Delta\phi = \frac{4kA}{c}\Omega \quad (24)$$

が得られる。これがサグナック (Sagnac) 効果と呼ばれて、回転角を検出するジャイロスコープに応用することができる。低損失光ファイバを光路に用いて、ファイバの巻数を増すことにより感度を上げることができる⁵²⁾。図 9 の光学系において両回り光を重ねて検波したときの出力信号は

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi \\ &= 2I(1 + \cos \Delta\phi), \quad I_1 = I_2 \equiv I \text{ のとき} \end{aligned} \quad (25)$$

で与えられる。ただし I_1, I_2 はそれぞれ右回り、左回り光の強度に比例した出力を示す。位相差 $\Delta\phi$ が小さいとき、出力信号の変化も小さい。そこで回転速度の境界を求めて⁵³⁾、種々の最適感度化が検討された^{54, 55)}。さらに光学系全体を単一モードファイバ方向性結合器で構成することにより検出レベルの安定化を図り^{56*-58*}、偏波面保存ファイバも使われた^{59*}。

3.1.5 リング共振器型

リング型干渉計において両回り光を干渉させるのに多光束干渉の原理を応用したのがリング共振器型である⁶⁰⁾。挿入損失の小さい光ファイバ方向性結合器を使ってリング共振器を構成すると^{61*}、ミラー等の調整が不用になりドリフトを減らすことができる。回転速度を検出するほかに、光フィルターあるいは光スペクトルアナライザへの応用も考えられている^{62*}。図 10 に示すように結合器のポート①から振幅 E_1 の光が入射したとき、強度に対する挿入損失および結合比を γ_0, κ とすると次の結合方程式が成立立つ。

$$\left. \begin{aligned} E_3 &= (1 - \gamma_0)^{1/2} [(1 - \kappa)^{1/2} E_1 + j\sqrt{\kappa} E_2] \\ E_4 &= (1 - \gamma_0)^{1/2} [j\sqrt{\kappa} E_1 + (1 - \kappa)^{1/2} E_2] \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

ただし、この系のエネルギー保存則は次のようになる。

$$|E_3|^2 + |E_4|^2 = (1 - \gamma_0)(|E_1|^2 + |E_2|^2) \quad (27)$$

さらに E_2 と E_3 の間には次の関係

$$E_2 = E_3 \exp(-\alpha_0 l + j\beta l) \quad (28)$$

が成立立つ。ここで α_0, β は光ファイバの減衰定数お

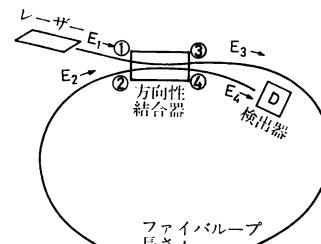
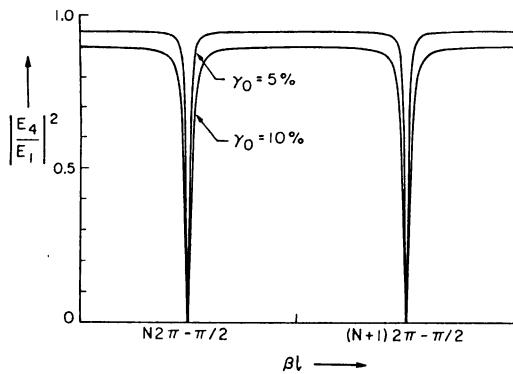


図 10 リング共振器型干渉計の構成

図 11 出力光強度の変化^{62*)}

および伝播定数である。 $(26) \sim (28)$ 式から、

$$\left| \frac{E_4}{E_1} \right|^2 = (1 - \gamma_0) \left[1 - \frac{\frac{(1-\kappa)(1-\kappa_r)}{(1+\sqrt{\kappa\kappa_r})^2}}{1 - \left\{ \frac{4\sqrt{\kappa\kappa_r}}{(1+\sqrt{\kappa\kappa_r})^2} \right\} \sin^2 \left(\frac{\beta l}{2} - \frac{\pi}{4} \right)} \right] \quad (29)$$

ただし、

$$\kappa_r = (1 - \gamma_0) \exp(-2\alpha_0 l) \quad (30)$$

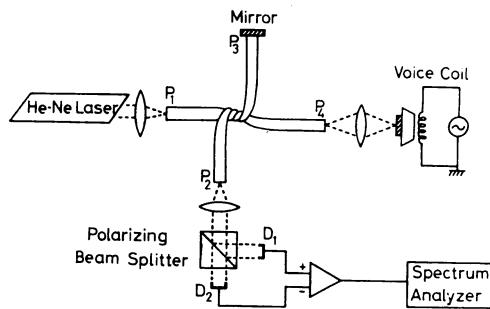
を得る。方向性結合器の結合比 κ が κ_r に等しいときに共振時のピークは高い（振幅共振条件^{63*)}）。位相に関する共振条件は光ファイバの長さ l に対して、

$$\beta l = 2N\pi - \pi/2 \quad (31)$$

が導かれる。結合器の挿入損失を 5, 10% として、減衰が 8.3 dB/km の光ファイバを 3 m のループ長にした場合 ($2\alpha_0 l = 0.0057$)、出力の強度変化を図 11 に示す。共振したときの出力信号はゼロに落ち込んで、ファブリペロー型とは逆になっていることがわかる。

3.1.6 マイケルソン型

2 光路干渉計の典型的なタイプであり、その干渉原理は前回までの講義⁸⁰⁾においても詳しく述べられているのでここでは触れない。この干渉光路を多モードファイバで置き換えて音圧^{30, 66)}、振動振幅^{64, 65)}が測定されている。また単一モードファイバと偏光分離プリズムを用いて周囲の外部雑音にも強い干渉計が提案された⁶⁹⁾。一方、光ファイバ方向性結合器を使ってマイケルソン干渉計を構成して、振動測定が行なわれている^{67*)}（図 12 参照）。固定鏡からの反射光とボイスコイル上に密着した振動鏡からの反射光が重ね合わせられて、その一部が出力ポートから出射する。それを偏光ビームスプリッターによって直交する偏波面をもつ 2 光束に分割して差動検出する^{68*)}。単一モードファイバ結合器を使うことにより、高感度の温度測定も行なわれた^{70*)}。温度変化に対

図 12 全ファイバマイケルソン型干渉計^{68*)}

する位相の変動は

$$\Delta\phi = \left(\frac{\beta}{l} \frac{dl}{dT} + \frac{\beta}{n_1} \frac{dn_1}{dT} \right) l \Delta T, \quad (32)$$

n_1 はコアの屈折率

で与えられる。第 1 項は光ファイバの熱膨張による長さの変化、第 2 項は屈折率の温度依存性を表わしている。第 1 項よりも第 2 項が位相変化に寄与することから、長いファイバを使うと感度が増加する。

3.1.7 マッハツエンダー型

マッハツエンダー干渉計の干渉光路に光ファイバを使って音圧^{71, 72, 74)}、温度⁷³⁾が測られた。図 13 に実験系の概略を示す。一方の光ファイバの光路に温度、圧力などが加わると、そこを伝播する光の位相は変化する。たとえば圧力による位相変化として、

$$\Delta\phi = \beta \Delta l + l \frac{d\beta}{dn_1} \Delta n_1 + l \frac{d\beta}{da} \Delta a, \quad (33)$$

a はコア半径

を得る。第 1 項は応力による光ファイバの伸び、第 2 項は光弾性効果による屈折率変化、第 3 項は応力によって生じたコア径変動に伴う導波路のモード分散の効果を表わしている。この位相変化を検出することにより音圧、

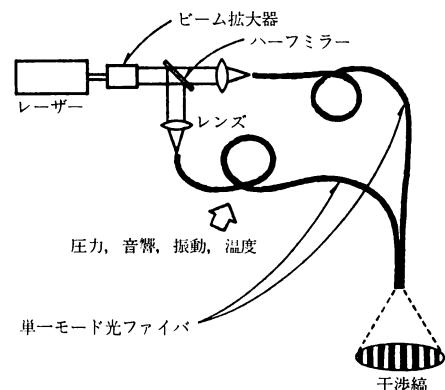


図 13 光ファイバマッハツエンダー干渉計

温度のほかに磁界⁷⁵⁾、加速度⁷⁶⁾のセンサーに用いられた。また、単一モードファイバ結合器を使ったマッハツエンダー干渉計により、光ファイバの極微小な伸び(~ 1 Å)を検出したり^{77*)}、光源の波長変動のモニター^{78*)}あるいは電界検出^{79*)}を行なっている。最近、半導体レーザーのスペクトル幅を高分解能で測定するのに、マッハツエンダー干渉計の光路差を光源のコヒーレンス長よりも十分長くとることによって二つの光路を通ったレーザー光を無相関にして、そのピート出力のパワースペクトルから被測定レーザーのそれを推定する方法が開発された⁸¹⁾。

4. む　す　び

本稿では光ファイバを用いた干渉計測について概説した。光ファイバ干渉技術はセンサに応用する目的から近年とくに盛んになった技術分野であり、それを理解するのに必要な基本事項について述べた。この干渉計測においては、被測定物理量(振動・変位、音圧、温度)による光ファイバ自身の変化を利用して、これらの被測定量は等しく光の位相変化に寄与する。そのため検出しようとする物理量以外はすべてノイズ源になる。それゆえ、高分解能・高感度の計測を行なうためには、このノイズ(ドリフト)をできる限り抑圧しなければならない。紙面の都合上このような実用上問題になると思われる点に関しては触れることができなかつたので、参考文献によって補っていただければ幸いである。また本講義では光ファイバを用いた干渉計測に限ったために、それ以外の興味ある計測技術についても省いた。最近、光ファイバセンサーハンドブックというべき技術資料集⁸²⁾が出版されたので、本稿で触れられなかった部分をまとめて知るうえで参考になるだろう。

計測用光ファイバとして偏波面保存ファイバが手軽に使えるようになった現在(価格の点ではまだ手軽とはいにくいのが), 光の位相・偏波特性を積極的に利用した干渉技術が光ファイバセンサーの主流になると思われる。その他の光計測にも光ファイバが大いに活用されることを期待して、本稿のむすびとしたい。

文　献

- 1) A. C. S. Van Heel: Nature, **173** (1954) 39.
- 2) H. H. Hopkins and N. S. Kapany: Nature, **173** (1954) 39.
- 3) N. S. Kapany: *Fiber Optics—Principles and Applications* (Academic Press, New York, 1967).
- 4) K. C. Kao and G. A. Hockham: Proc. Inst. Electr. Eng., **113** (1966) 1151.
- 5) F. P. Kapron, et al.: Appl. Phys. Lett., **17** (1970) 423.
- 6) T. Uchida, et al.: IEEE J. Quantum Electron., **QE-5** (1969) 331.
- 7) M. Horiguchi and H. Osanai: Electron. Lett., **12** (1976) 310.
- 8) T. Miya, et al.: Electron. Lett., **15** (1979) 106.
- 9) T. Izawa and N. Inagaki: Proc. IEEE, **68** (1980) 1184.
- 10) 諸隈 雄: 光学, **8** (1979) 10.
- 11) T. G. Giallorenzi: Opt. Laser Technol., **13** (1981) 73.
- 12) D. H. McMahon, et al.: IEEE Spectrum, **18** (1981) 24.
- 13) T. G. Giallorenzi, et al.: IEEE J. Quantum Electron., **QE-18** (1982) 626.
- 14) 芳野俊彦: 応用物理, **51** (1982) 558.
- 15) 布下正宏, ほか: レーザー研究, **11** (1983) 271.
- 16) 保立和夫: 光学, **12** (1983) 340.
- 17) 大越孝敬編: 光ファイバの基礎(オーム社, 1977) 第4章.
- 18) 末松安晴, 伊賀健一: 光ファイバ通信入門(オーム社, 1976) 第3章.
- 19) D. Gloge and E. A. J. Marcatili: Bell Syst. Tech. J., **52** (1973) 1563.
- 20) R. Olshansky and D. B. Keck: Appl. Opt., **15** (1976) 483.
- 21) 今井正明: 光学, **8** (1979) 128.
- 22) R. Hioki and T. Suzuki: Jpn. J. Appl. Phys., **4** (1965) 817.
- 23) T. Suzuki: Jpn. J. Appl. Phys., **6** (1967) 348.
- 24) B. Crosignani and P. DiPorto: J. Appl. Phys., **44** (1973) 4616.
- 25) B. Crosignani, et al.: J. Opt. Soc. Am., **66** (1976) 1312.
- 26) R. E. Epworth: Laser Focus, **17** (1981) 109.
- 27) L. I. Goldfisher: J. Opt. Soc. Am., **55** (1965) 247.
- 28) 大橋立行, ほか: 応用物理, **50** (1981) 1355.
- 29) M. Imai, et al.: IEEE J. Lightwave Technol., **LT-1** (1983) 75.
- 30) P. Shajenko: Appl. Opt., **21** (1982) 2095.
- 31) I. P. Kaminow: IEEE J. Quantum Electron., **QE-17** (1981) 15.
- 32) D. Marcuse: *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, New York, 1974) Ch. 5.
- 33) 松村宏善, ほか: 応用物理, **50** (1981) 1221.
- 34) S. C. Rashleigh: IEEE J. Lightwave Technol., **LT-1** (1983) 312.
- 35) R. B. Dyott, et al.: Electron. Lett., **15** (1979) 380.
- 36) T. Katsuyama, et al.: Appl. Opt., **22** (1983) 1741.
- 37) Y. Sasaki, et al.: Electron. Lett., **19** (1983) 792; N. Shibata, et al.: IEEE J. Quantum Electron., **QE-19** (1983) 1110.
- 38) R. D. Birch, et al.: Electron. Lett., **18** (1982) 1036; M. P. Varnham, et al.: IEEE J. Lightwave Technol., **LT-1** (1983) 332.
- 39) 今井正明: 光学, **10** (1981) 383.
- 40) M. R. Layton and J. A. Bucaro: Appl. Opt., **18** (1979) 666.
- 41) A. M. Smith: Appl. Opt., **17** (1978) 52.
- 42) S. C. Rashleigh: Opt. Lett., **5** (1980) 392.
- 43) S. C. Rashleigh: Opt. Lett., **6** (1981) 19.
- 44) R. P. DePaula, et al.: IEEE J. Quantum Electron., **QE-18** (1982) 680.
- 45) W. Eickhoff: Opt. Lett., **6** (1981) 204.
- 46) P. G. Cielo: Appl. Opt., **18** (1979) 2933.
- 47) S. J. Petuchowski, et al.: IEEE J. Quantum Electron., **QE-17** (1981) 2168.
- 48) D. L. Franzen and E. M. Kim: Appl. Opt., **20** (1981) 3991.

- 49) T. Yoshino, *et al.*: IEEE J. Quantum Electron., **QE-18** (1982) 1624.
 50) A. D. Kersey, *et al.*: Opt. Commun., **45** (1983) 71.
 51) Y. Ohtsuka: Appl. Opt., **21** (1982) 4316.
 52) V. Vali and R. W. Shorthill: Appl. Opt., **15** (1976) 1099.
 53) S-C. Lin and T.G. Giallorenzi: Appl. Opt., **18** (1979) 915.
 54) K. Hotate, *et al.*: Electron. Lett., **16** (1980) 941.
 55) J. L. Davis and S. Ezekiel: Opt. Lett., **6** (1981) 505.
 56*) K. Böhm, *et al.*: Electron. Lett., **17** (1981) 352.
 57*) R. A. Bergh, *et al.*: Opt. Lett., **6** (1981) 198.
 58*) R. A. Bergh, *et al.*: Opt. Lett., **6** (1981) 502.
 59*) W. K. Burns, *et al.*: Opt. Lett., **8** (1983) 540.
 60) G. A. Sanders, *et al.*: Opt. Lett., **6** (1981) 569.
 61*) D. M. Schupe: Appl. Opt., **20** (1981) 286.
 62*) L. F. Stokes, *et al.*: Opt. Lett., **7** (1982) 288.
 63*) L. F. Stokes, *et al.*: IEEE J. Lightwave Technol., **LT-1** (1983) 110.
 64) S. Ueha, *et al.*: Opt. Commun., **23** (1977) 407.
 65) F. Parmigiani: Opt. Quantum Electron., **10** (1978) 533.
 66) P. Shajenko: J. Acoust. Soc. Am., **69** (1981) 1829.
 67*) M. Imai, *et al.*: Opt. Lett., **5** (1980) 418.
 68*) M. Imai, *et al.*: Opt. Commun., **39** (1981) 7.
 69) M. Martinelli: Appl. Opt., **7** (1982) 189.
 70*) M. Corke, *et al.*: Electron. Lett., **19** (1983) 471.
 71) J. H. Cole, *et al.*: J. Acoust. Soc. Am., **62** (1977) 1136.
 72) J. A. Bucaro, *et al.*: Appl. Opt., **16** (1977) 1761; J. Acoust. Soc. Am., **62** (1977) 1302.
 73) G. B. Hocker: Appl. Opt., **18** (1979) 1445.
 74) G. B. Hocker: Opt. Lett., **4** (1979) 320.
 75) J. H. Cole, *et al.*: Opt. Lett., **6** (1981) 216.
 76) A. D. Kersey, *et al.*: Electron. Lett., **18** (1982) 559.
 77*) D. A. Jackson, *et al.*: Opt. Lett., **5** (1980) 139.
 78*) S. K. Sheem and R. P. Moeller: Opt. Lett., **5** (1980) 179.
 79*) K. P. Koo and G. H. Sigel, Jr.: IEEE J. Quantum Electron., **QE-18** (1982) 670.
 80) 諸隈 雄: 光学, **12** (1983) 43; **12** (1983) 117.
 81) T. Okoshi, *et al.*: Electron. Lett., **16** (1980) 630.
 82) 藤井義正, ほか: 光ファイバセンサ技術資料集(第一インタークショナル, 1983).

文献に*印を付けてあるものは全ファイバ化された干渉計であることを示す。

講義『光波干渉応用技術』

- 1 「光波干渉計測原論」(諸隈 雄) 12卷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 雄) 12卷2号 pp. 117~127.
- 3 「粗面干渉技術」(山口一郎) 12卷4号 pp. 306~316.
- 4 「モアレ干渉法」(横関俊介) 12卷6号 pp. 501~509.
- 5 「サブプリント干渉計測基礎論」(武田光夫) 13卷1号 pp. 55~65.