

解 説

干渉法による複屈折光ファイバの偏波分散特性の測定*

柴 田 宣

日本電信電話公社茨城電気通信研究所 〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根 162

(1984年6月23日受理)

Interferometric Method for Measuring Polarization-Mode Dispersion in Birefringent Single-Mode Fibers

Nori SHIBATA

Ibaraki Electrical Communication Laboratory, Nippon Telegraph & Telephone Public Corporation, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-11

1. ま え が き

光ファイバ通信方式は伝送路が十分に広帯域なこと、ならびに半導体レーザーの電流-光出力特性に非直線性が存在することから変調技術としてデジタル変調が用いられていることが多い。すなわち従来のデジタル伝送方式同様2値符号の“1”と“0”を光の“on”と“off”の状態に対応させて信号伝送を行なっている。したがって、光ファイバ中を伝播する光パルスの群遅延特性を把握することは光ファイバの伝送特性を明確にし、システムを設計する上できわめて重要である。これまで光パルスの群遅延差を測定する方法として、「時間領域」のパルス法¹⁻³⁾や「周波数領域」の周波数掃引法^{4,5)}が用いられている。しかし、これら従来法では現存する測定器の時間分解能、周波数帯域の制限からあまり小さな時間差は測定できずパルス法で通常数十 ps が限度である。

本稿では、これまで従来法では不可能であったサブピコ秒の時間分解能を有する群遅延差測定法として、光パルスの伝播時間差を干渉計の光路差に変換して測定する干渉法⁶⁻¹²⁾について述べる。

以下、2章において干渉法による群遅延差測定の原理、3章において干渉の応用例として複屈折性を有する単一モード光ファイバの直交偏波モード間の群遅延差測定について紹介する。

2. 干渉法による群遅延差測定の原理

同一光源からの光を振幅分割し、図1に示すような光路1と光路2を有する二光路干渉計を考える。観測面上における全光強度 I は光路1, 2を通った光のその観測面上における光強度をおのおの I_1, I_2 として

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \text{Re}[\gamma(\tau_{12})] \cos \Omega \quad (1)$$

と表わされる。ここで γ, τ_{12} , および Ω は複素コヒーレンス度、光路1と光路2を通った光の光源から観測面に至るまでの伝播時間差および二つの光路を通った光の偏光面間の角度である。一方、観測面上における干渉稿の鮮明度 V は干渉稿の最大光強度 I_{\max} および最小光強度 I_{\min} を用いて

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \quad (2)$$

で定義される。 $I_1 = I_2, \cos \Omega = 1$ となるよう光学系を調整した場合には式(1)および(2)から

$$V = |\gamma(\tau_{12})| \quad (3)$$

が成立する。すなわち鮮明度はコヒーレンス度と等しくなる。さらに、光路1と光路2の光路長が等しい $\tau_{12} = 0$ の場合には

$$V = |\gamma(0)| = |\mu_s| \quad (4)$$

となる。ここで μ_s は複素空間コヒーレンス度であり、HE₁₁モードのみが伝播可能な単一モード光ファイバの射出端を光源と考えると、これは点光源であるため

$$V = |\gamma(0)| = 1 \quad (5)$$

が成立する。

ところで光路1と光路2の光路差 $2d$ と伝播時間差 τ_{12}

* 本稿は光学論文賞受賞記念講演(1984年3月29日, 明治大学工学部)を骨子とし、まとめたものである。

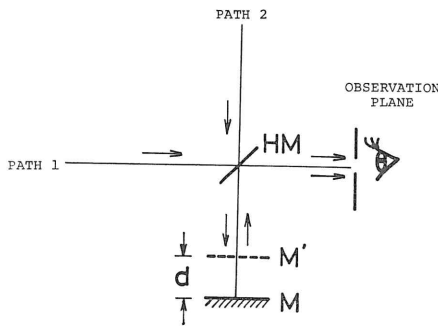


図1 干渉法による群遅延時間差の測定原理説明

の間には光速 c を介して

$$\tau_{12} = 2d/c \quad (6)$$

が成立する。すなわち式(6)により「時間 τ_{12} 」は「空間の長さ $2d$ 」に変換される。そこで、コヒーレンス長さ l_c の Gauss 形スペクトルを有する光源を考えると、式(6)の関係から観測面で干渉縞が観測できる光路差の範囲は $|d| \leq l_c$ となる。たとえば $l_c = 0.1\text{mm}$ の光源を考えると、 τ_{12} が $\pm 0.3\text{ps}$ の到達時間差以内においてのみ干渉縞が観測される。すなわち、このようなコヒーレンス長の短い光源を用いることにより干渉計は $\pm 0.3\text{ps}$ の時間分解能を有する群遅延差測定系とすることができる。

光ファイバの群遅延特性に影響を与える物理量として、温度、応力、波長、複屈折等があり、対象とする測定項目により干渉計の構成は変化する。これまで干渉法により LP₀₁ モードと LP₁₁ モード間のモード分散⁶⁾、単一モード光ファイバの色分散^{7,8)}、光ケーブルに収納された単一モード光ファイバの光パルス伝播時間の温度依存性⁹⁾、および複屈折性を有する光ファイバの直交偏波モード間の群遅延差(偏波分散)¹⁰⁻¹²⁾が測定されている。紙面の都合上これらすべてを言及できないため、ここでは偏波保持光ファイバ¹³⁻¹⁵⁾として最近注目を集めている複屈折性を有する光ファイバの偏波分散特性を干渉法により求めた結果を述べる。なお他の群遅延特性を測定するための干渉計については文献(6)~(9)を参照いただきたい。

3. 複屈折性を有する光ファイバの偏波分散特性

コヒーレント光伝送方式¹⁶⁻¹⁸⁾あるいは光ファイバ応用計測^{19,20)}の伝送媒体として偏波保持光ファイバが注目されている。偏波保持光ファイバの構造については本誌の「光ファイバ干渉計測」¹⁹⁾あるいは文献(21)を参照い

ただきたい。ここでは楕円コア光ファイバと応力付与形の偏波保持光ファイバとして PANDA (polarization-maintaining and absorption-reducing) ファイバ¹⁴⁾の偏波分散特性を干渉法を駆使して明らかにした結果について述べる。

3.1 偏波モード特性の理論

コアに印加される異方性としてコア形状に起因した形状複屈折 B_g (geometrical anisotropy) と応力複屈折 B_s (stress-induced birefringence) がある場合を考える。導波モード (HE₁₁ モード) に対する複屈折はモード複屈折 (modal birefringence) と呼ばれ、いま B で表わすものとする、

$$B = B_g + B_s \quad (7)$$

が成り立つ。式(7)で HE₁₁ モードの電磁界分布は

$$v = kma\sqrt{2\Delta} \quad (8)$$

で定義される規格化周波数 v 値²²⁾の関数であるため、モード複屈折 B は v 値依存性を示す。ただし、式(8)で k は波数、 n_1 はコアの屈折率、 a はコア半径、 Δ はコアクラッド間の比屈折率差である。モード複屈折 B の v 値依存性に関してこれまでコアの楕円化による形状複屈折 B_g の v 値依存性の議論のみ多く報告され²³⁻²⁶⁾、応力複屈折 B_s の v 値依存性について明らかにされたのは最近のことである^{12,27-30)}。

まず、コアの楕円化による形状複屈折 B_g は

$$B_g = n_1 e \Delta^2 G(v) \quad (9)$$

の形で与えられる²⁶⁾。ここで e は $1 - (\text{コア短径 } a_y / \text{コア長径 } a_x)$ で定義される楕円偏平率、 $G(v)$ は規格化位相定数差である。応力複屈折 B_s については導波モードに対する実効的な応力差を $(\sigma_x - \sigma_y)_e$ として、

$$B_s = C(\sigma_x - \sigma_y)_e \quad (10)$$

と書くことができる。ただし C は光弾性定数である。

式(10)はコア部の応力差 $(\sigma_x - \sigma_y)_0$ を用いて、

$$B_s = C(\sigma_x - \sigma_y)_0 H(v) \quad (11)$$

と書き直すことができる。ただし、 $H(v)$ は

$$H(v) = (\sigma_x - \sigma_y)_e / (\sigma_x - \sigma_y)_0 \quad (12)$$

で与えられる規格化応力差である。したがって、モード複屈折 B は v 値の関数として

$$B = n_1 e \Delta^2 G(v) + C(\sigma_x - \sigma_y)_0 H(v) \quad (13)$$

と記述できる。

次に、直交偏波モード間の単位長当りの群遅延差である偏波分散 τ_p は

$$\tau_p = (1/c) \{B + k(dB/dk)\} \quad (14)$$

で与えられる¹⁵⁾。式(13)を式(14)に代入することにより、偏波分散 τ_p は v 値の関数として、

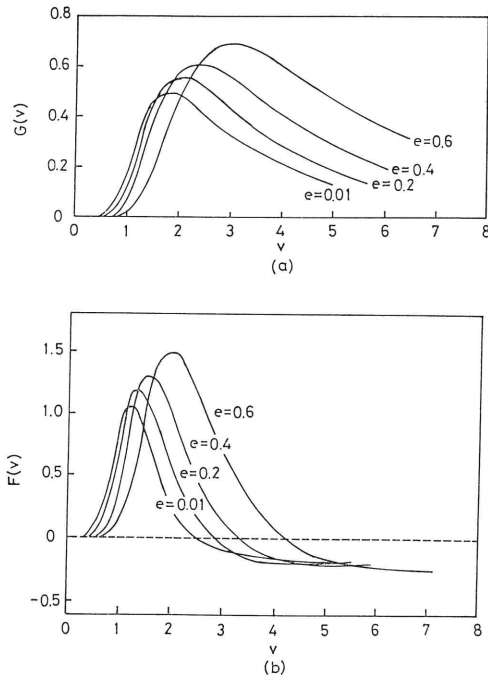


図2 楕円コア形状に起因する規格化位相定数差 $G(v)$ と規格化群遅延差 $F(v)$ の v 値依存性 (計算値)

$$\tau_p = (me\Delta^2/c)F(v) + \{C(\sigma_x - \sigma_y)_0/c\} \{M(v) - (\lambda/C)(dc/d\lambda)H(v)\} \quad (15)$$

となる。ただし、 λ は波長であり、 $F(v), M(v)$ は

$$F(v) = d[vG(v)]/dv \quad (16)$$

$$M(v) = d[vH(v)]/dv \quad (17)$$

である。

偏波分散 τ_p は v 値の関数として式(15)で与えられるため、各応力付与構造を有する光ファイバについて偏波分散の波長依存性を調べることに、理論と実験の対比を調べることができる。

図2は $G(v)$ および $F(v)$ の数値計算結果²⁶⁾を示している。この図から楕円コア形状に起因した形状複屈折成分 $G(v)$ およびその直交偏波モード間の群遅延差を表わす成分 $F(v)$ はコアの楕円偏率 e をパラメータとして変化し、 $0 < e \leq 0.6$ の範囲においては e が大きくなるにしたがって $G(v), F(v)$ の最大値も大きくなることわかる。 $F(v)$ についてはとくに楕円偏率 e が0.2以下の場合 $v=2.5 \sim 3$ の範囲で $F(v)=0$ となり、形状複屈折に対する偏波分散はこの v 値領域でゼロとなることがわかる。 図3は楕円コアファイバおよび PANDA ファイバに対する $H(v)$ および $M(v)$ の計算結果²⁸⁾を示す。まず楕円コアファイバでは HE_{11} モードが受ける応力複屈折 B_s は遮断 v 値 v_c においてコア中心の応力複屈折値

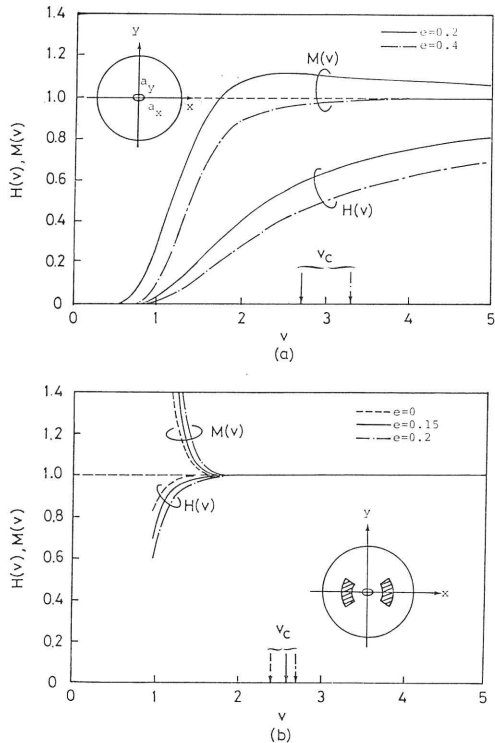


図3 規格化された応力複屈折成分 $H(v)$ とその群遅延差成分 $M(v)$ の楕円コアファイバ(a)、および PANDA ファイバ(b)に対する v 値依存性 (計算値)

の40~60%であることがわかる。すなわち、コア部の複屈折値が大きくても電磁界そのものはそれほど大きな複屈折を受けないことがわかる。一方、PANDA ファイバでは v_c において $H(v) \approx 1$ であることからコア部と同等の複屈折を電磁界は受けることがわかる。したがって、偏波保持性能としては PANDA ファイバの応力付与構造が楕円コアファイバの応力付与構造(コアのみが異方性の発生源)より優れていることがわかる。

3.2 偏波分散測定系

図4に直交偏波モードである HE_{11} および HE_{11}^x モー

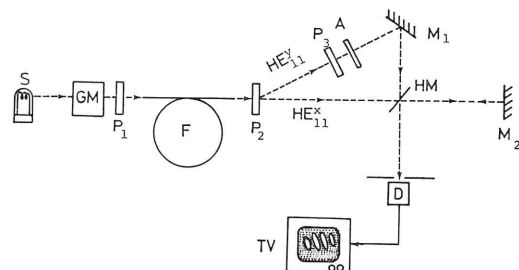


図4 変形 Twyman-Green 干渉計を用いた複屈折光ファイバの偏波分散測定系

表1 試料ファイバの導波パラメータ

| Fiber No. | Major axis diameter $2a_x$ (μm) | Core ellipticity e | Relative index difference Δ (%) | Cutoff wavelength λ_c (μm) | Birefringence in the core* B_{so} |
|-----------|--|----------------------|--|---|-------------------------------------|
| 1 | 4.1 | 0.1 | 0.5 | 0.75 | 1.2×10^{-5} |
| 2 | 4.0 | 0.2 | 0.5 | 0.70 | 2.2×10^{-5} |
| 3 | 8.0 | 0.4 | 0.36 | 1.08 | 3.4×10^{-5} |
| 4 | 3.8 | 0.15 | 0.3 | 0.55 | ... |
| 5 | 4.2 | 0.15 | 0.3 | 0.63 | ... |
| 6 | 5.6 | 0.15 | 0.3 | 0.82 | ... |
| 7 | 6.6 | 0.15 | 0.3 | 0.97 | ... |

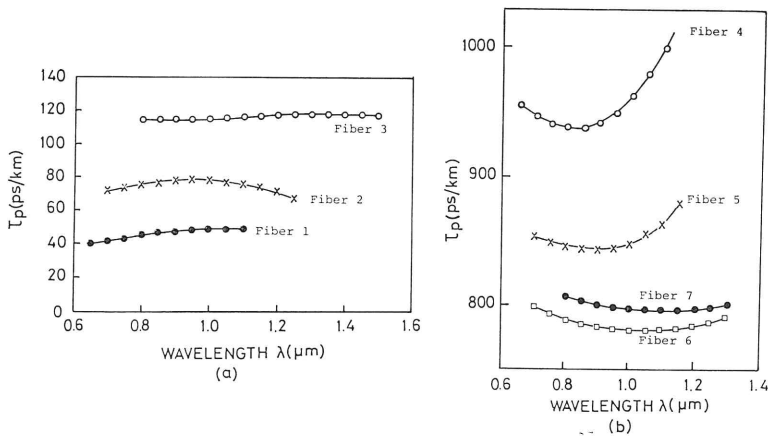
* Measured at $\lambda=633$ nm using a slice of fiber preform.

図5 楕円コアファイバ(a), および PANDA ファイバ(b)に対する偏波分散の波長依存性 (測定値)

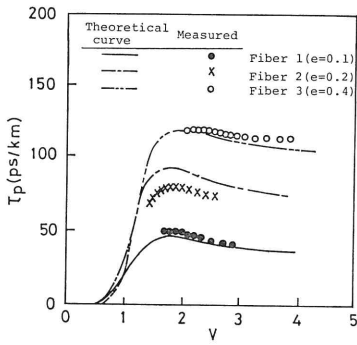
ド間の偏波分散測定系を示す. ハロゲンランプ S からの光を分光器 GM で分光し, 偏光子 P_1 を通して試料光ファイバ F に入射する. その際, P_1 の主軸と F の複屈折軸は 45° をなすようセットし, HE_{11} モードと HE_{11} モードを均一励振する. F の出射端においては複屈折軸と Rochon プリズム P_2 の主軸が一致するよう配置し, 空間的に HE_{11} モードと HE_{11} モードを分離する. 両モードの偏光方向は直交しているため, HE_{11} モードの光路中に $1/2$ 波長板を配置して偏光方向を HE_{11} モードの偏光方向と一致させる. おおのこのモード光は半透鏡 HM を介して検出器上に結像し, 干渉縞を観測する. その際, 鏡 M_1 を固定し, 可動鏡 M_2 を移動させ最大鮮明度となる鏡 M_2 の位置を各測定波長について記録する. 次に F の出射端を固定し, F を切断して短尺試料 (通常 1 m 程度) について再度鮮明度が最大となる鏡 M_2 の位置を求める.

以上, 各波長について 2 回の最大鮮明度の測定から切断された試料長に対する偏波分散値を式 (6) から求める. なお, 測定は分光器 GM のスリット幅を波長半値

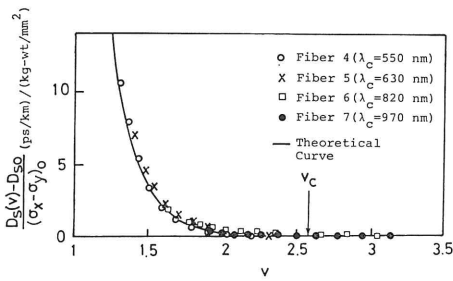
幅 $\delta\lambda$ が 20 nm になるようセットし, 点光源とみなせる試料光ファイバ F の出射端からの光のコヒーレンス長 l_c が $15 \mu\text{m}$ となるよう調整した. したがって, 測定系の時間分解能は 0.05 ps である. なお, コヒーレンス長 l_c は鮮明度最大値 (=1) の $1/\sqrt{2}$ に鮮明度が劣化するまでの光路差で定義している. l_c は波長 λ と波長半値幅 $\Delta\lambda$ を用いて $l_c \approx \lambda^2/\Delta\lambda$ で表わされる. また, 時間分解能は l_c/c で定義した.

3.3 実験結果

表 1 に試料光ファイバとして用いた楕円コア光ファイバ (No. 1~No. 3) と同一母材から遮断波長 λ_c のみ異なるように線引きした PANDA ファイバ (No. 4~No. 7) の導波構造パラメータを整理した. これら試料光ファイバの偏波分散の波長依存性を図 5 に示す. まず楕円コア光ファイバでは図 5 (a) からわかるようにコアの楕円偏率 l が大きくなるに従って偏波分散値が大きくなっている. また, 偏波分散値は 40~120 ps/km 程度であり, 波長に対し偏波分散曲線は上に凸である. 一方, PANDA ファイバでは偏波分散値は楕円コア光ファイ



(a)



(b)

図 6 楕円コアファイバ(a), および PANDA ファイバ(b)に対する偏波分散の規格化周波数 ν 値依存性 (測定値)

バと比べ 800~1,000 ps/km と大きく、偏波分散曲線は下に凸である。偏波分散が最小となる波長は遮断波長 λ_c が大きい PANDA ファイバほど長波長側へシフトしている。

図 5 で得られた偏波分散の波長特性を規格化周波数 ν 値に対し整理した結果を図 6 に示した。図 6 で楕円コア光ファイバに対する理論曲線は表 1 に整理した導波パラメータと母材を用いて測定したコア部の応力複屈折 B_s の値を用いて式 (6) から計算したものである²⁹⁾。また PANDA ファイバについては同一母材から線引きしているため $H(\nu)$ と $M(\nu)$ が共通であり、さらに形状複屈折に起因した偏波分散成分 $D_g=(1/c)\{B_g-\lambda(dB_g/d\lambda)\}$ は楕円偏平率 e が小さいため無視できることにより、応力複屈折に起因した偏波分散成分 $D_s(\nu)=(1/c)\{B_s-\lambda(dB_s/d\lambda)\}$ を用いて整理した。図から実測値と理論値は良く一致しており、実測値の ν 値に対する傾向は理論曲線の傾向と良く一致している。

これまで楕円コア光ファイバの偏波分散特性については図 2 に示した形状複屈折 B_g に起因した成分 D_g のみが ν 値依存性を示すと考えられていた³¹⁾。とくにコアが若干楕円化した楕円コア光ファイバについては応力複屈

折 B_s の影響は無視され図 2 (b) からわかるように $\nu=2.5$ 近傍において偏波分散はゼロと考えられていた²⁶⁾。

しかし、図 6 に示したように楕円偏平率が $e=0.1$ 程度の光ファイバでも $\nu=2.5$ において 40 ps/km 程度の偏波分散値を示し、ゼロとはならない。これは楕円コア光ファイバのモード複屈折 B において応力複屈折 B_s が支配的であることを示している。PANDA ファイバでは応力複屈折 B_s を故意にコアに印加しているため、 D_s の波長依存性は光弾性定数 C の波長依存性を反映する²⁷⁾。

式 (15) において、 $H(\nu)=M(\nu)\equiv 1$ の場合を考えると、 D_s は

$$D_s = \{(\sigma_x - \sigma_y)_0 / c\} \{C - \lambda(dC/d\lambda)\} \quad (18)$$

となる。バルクの石英ガラスでは式 (18) の $C - \lambda(dC/d\lambda)$ は波長 $\lambda=1.2 \mu\text{m}$ において最小値をとる²⁸⁾。先に述べたように図 5 で遮断波長の大きな PANDA ファイバほど偏波分散が最小となる波長が長波長側の $1.2 \mu\text{m}$ へ漸近している。これは図 6 (b) から ν 値が 2 以上の領域では PANDA ファイバの偏波分散特性はバルクの石英ガラスの特性にほぼ一致するためである。

4. む す び

干渉法によるサブピコ秒の群遅延差測定として、複屈折性を有する光ファイバの偏波分散測定を紹介し、楕円コア光ファイバと PANDA ファイバの偏波分散特性について述べた。ここで紹介した結果は干渉法を駆使することによりはじめて理論、実験の両面から明らかにされたものである。2章で述べたとおり干渉法の原理はきわめて簡単なものであり、「時間」を光速 c を介して「空間」に置き換えたところに特徴がある。古典的な光学の知識を光ファイバという新しい伝送媒体に活かすことにより、干渉法のようなコロンプスの卵的手法がまだまだ眠っているような気がしてならない。

文 献

- 1) D. Gloge and E. I. Chinock: Fiber-dispersion measurements using a mode locked krypton laser. IEEE J. Quantum Electron., **QE-8** (1972) 852.
- 2) T. Miyashita, M. Horiguchi and A. Kawana: Wavelength dispersion in a single-mode fibre. Electron. Lett., **13** (1977) 227.
- 3) L. G. Cohen and C. Lin: Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers. Appl. Opt., **16** (1977) 3136.
- 4) L. G. Cohen, H. W. Astle and I. P. Kaminow: Wavelength dependence of frequency-response measurements in multimode optical fibers. Bell Syst. Tech. J., **55** (1976) 1509.
- 5) K. Kitayama Y. Kato, S. Seikai, N. Uchida and M.

- Ikeda: Experimental verification of modal dispersion free characteristics in two-mode optical fiber. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15** (1980) 6.
- 6) N. Shibata, M. Tateda, S. Seikai and N. Uchida: Spatial technique for measuring modal delay differences in a dual-mode optical fiber. *Appl. Opt.*, **19** (1980) 1489.
 - 7) M. Tateda, N. Shibata and S. Seikai: Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a single-mode optical fiber. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981) 404.
 - 8) L. G. Cohen and J. Stone: Interferometric measurements of minimum dispersion spectra in short lengths of single-mode fibre. *Electron. Lett.*, **18** (1982) 564.
 - 9) N. Shibata, Y. Katsuyama, Y. Mitsunaga, M. Tateda and S. Seikai: Thermal characteristics of transit time delay and fiber strain in a single-mode optical fiber cable. *Appl. Opt.*, **22** (1983) 979.
 - 10) N. Shibata, M. Tateda, S. Seikai and N. Uchida: Wavelength dependence of polarization mode dispersion in elliptical core single-mode fibres. *Electron. Lett.*, **17** (1981) 564.
 - 11) N. Shibata, M. Tateda and S. Seikai: Polarization mode dispersion measurement in elliptical core single-mode fibers by a spatial technique. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18** (1982) 53.
 - 12) N. Shibata, N. Uchida, M. Tateda and S. Seikai: Normalized frequency dependence of polarization mode dispersion due to thermal-stress-induced birefringence in an elliptical core single-mode fibre. *Electron. Lett.*, **18** (1982) 563.
 - 13) T. Katsuyama, H. Matsumura and T. Suganuma: Low-loss single-polarization fibres. *Electron. Lett.*, **17** (1981) 473.
 - 14) T. Hosaka, K. Okamoto, T. Miya, Y. Sasaki and T. Edauro: Low-loss single polarization fibres with asymmetrical strain birefringence. *Electron. Lett.*, **17** (1981) 530.
 - 15) I. P. Kaminow: Polarization in Optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981) 15.
 - 16) Y. Yamamoto and T. Kimura: Coherent optical fiber transmission systems. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1981) 919.
 - 17) T. Okoshi: Heterodyne and coherent optical fiber communications: Recent progress. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-30** (1982) 1138.
 - 18) T. G. Hodgkinson, D. W. Smith and R. Wyatt: 1500 nm optical heterodyne System operating over 30 km of monomode fibre. *Electron. Lett.*, **18** (1982) 929.
 - 19) 今井正明, 大塚喜弘: 光学, **13** (1984) 153.
 - 20) R. Ulrich and M. Johnson: Fiber ring interferometer: Polarization analysis. *Opt. Lett.*, **4** (1979) 152.
 - 21) R. H. Stolen: Calculation of stress birefringence in fibers by an infinitesimal element method. *IEEE J. Lightwave Technol.*, **LT-1** (1983) 297.
 - 22) D. Gloge: Dispersion in weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, **10** (1971) 2442.
 - 23) C. Yeh: Elliptical dielectric waveguide. *J. Appl. Phys.*, **33** (1962) 3235.
 - 24) R. B. Dyott, J. R. Cozens and D. G. Morris: Preservation of polarization in optical-fiber waveguides with elliptical cores. *Electron. Lett.*, **15** (1979) 380.
 - 25) I. P. Kaminow and V. Ramaswamy: Single-polarization optical fibers: Slab model. *Appl. Phys. Lett.*, **34** (1979) 268.
 - 26) K. Okamoto, T. Hosaka and Y. Sasaki: Linear single polarization fibers with zero polarization mode dispersion. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18** (1982) 496.
 - 27) J. Sakai and T. Kimura: Birefringence caused by thermal stress in elliptically deformed core optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18** (1982) 1899.
 - 28) K. Okamoto, T. Edauro and N. Shibata: Polarization properties of single-polarization fibers. *Opt. Lett.*, **7** (1982) 569.
 - 29) N. Shibata, M. Tateda and S. Seikai: Birefringence and polarization mode dispersion caused by thermal stress in single-mode fibers with various core ellipticities. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19** (1983) 1223.
 - 30) N. Shibata, K. Okamoto, K. Suzuki and Y. Ishida: Polarization mode properties of elliptical-core fibers and stress-induced birefringent fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, **73** (1983) 1972.
 - 31) D. N. Payne, A. J. Barlow and J. J. R. Hansen: Development of low- and high-birefringence optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18** (1982) 477.