

講 義

光ファイバとその応用—III

光ファイバ構造と設計 (3)—光ファイバ中の光非線形効果

左 貝 潤 一*

東京大学先端科学技術研究センター 〒153 東京都目黒区駒場 4-6-1

(1989年9月1日受理)

Optical Fiber and Its Applications—III

Optical Fiber Structure and Design (3)—Optical Nonlinear Effects
in Optical Fibers

Jun-ichi SAKAI

Research Center for Advanced Science and Technology, University of Tokyo,
4-6-1, Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153

6. 光ファイバ中の光非線形効果

6.1 概 論

光ファイバを光非線形効果という観点からみる場合、次のような特徴を有している。(i) 細径(単一モードの場合コア半径は数 μm)なので高い光強度が得られる、(ii) 石英系では超低損失(0.2 dB/km 程度)が達成されているのでkmオーダーの長い相互作用長が使える、(iii) 導波路構造に起因した分散が位相整合に利用できる、(iv) 電界分布が導波モードに限定される、などである。この章では光ファイバ導波特性と密接に結びついた現象を中心にとり上げる。

光ファイバ中の光非線形効果は応用の上から二つの側面をもっている。一つは伝送線路への応用を考えた場合で、一般に非線形効果は伝送に不都合な効果をもたらすので、非線形効果が起こらないようにする立場である。他の一つは、光ファイバが細径、低損失であるために光非線形効果がバルクよりも効率的に起こることを積極的に利用する立場である。本稿では、各現象のなかでこれらを分離して扱う。近年、後者の研究が盛んになっており、このような効果を際立たせるため、希土類元素を添

加した能動光ファイバの研究も進んでいる。各現象ごとに応用上での特性との関連を表5に示す。

ところで、光非線形効果による光発生には光非線形分極 \mathbf{P}_{NL} が関与しており、このときのマクスウェル方程式は、SI 単位系において次式で与えられる。

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\epsilon \mathbf{E})}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad (67)$$

ただし、 \mathbf{E} は光電界、 ϵ は媒質の比誘電率、 σ は電気伝導度、 μ_0 は真空中の透磁率、 c は真空中の光速である。上式をもとにして各種現象が記述される。

6.2 誘導光散乱

誘導光散乱は、光強度の強い光波と媒質との非線形相互作用により、励起光波(周波数: ω_p)と媒質固有の周波数だけずれた新しい光波が生じる現象であり、励起光周波数より低周波側の光をストークス光(周波数: ω_s)、高周波側の光を反ストークス光(周波数: ω_A)という。媒質中の分子振動や光学フォノン(光学形格子振動)が関与する現象を誘導ラマン散乱、媒質中の音響波や音響フォノン(音響形格子振動)が関与する現象を誘導ブリルアン散乱という。その時の前者(後者)の周波数シフトをラマンシフト ω_R (ブリルアンシフト ω_B) と呼ぶ。両散乱ともに利得をもちうる。

6.2.1 誘導ラマン散乱

長さ L 、パワー減衰定数 α (添字 p, s は励起光、ス

* 現在: NTT基礎研究所 〒180 武蔵野市緑町 3-9-11
Present address: Basic Research Laboratories, NTT
Corporation, 3-9-11, Midori-cho, Musashino 180

表 5 光ファイバ中の光非線形効果と応用との関連

現象	伝送線路との関係	その他の応用
誘導ラマン散乱	光ファイバ内許容光入力 周波数多重化でのチャンネル間隔	光ファイバラマンレーザー 光-光直接増幅
誘導ブリルアン散乱	光ファイバ内許容光入力	光増幅
自己位相変調	伝送帯域 光ファイバ内許容光入力 光ソリトン伝送	光パルス圧縮

トース光の意) の光ファイバに励起光が入射したとする。式(67)を用いて、光波と物質波に対する結合方程式を導き、断熱近似を使う。ラマン散乱では前方散乱が優勢である。励起光とストークス光のパワーを P_p , P_s とすると、両光波に対する伝播式が次のように得られる⁶⁶⁾。

$$\left\{ \left(\frac{d}{dz} \right) + \alpha_p \right\} P_p(z) = 0 \quad (68)$$

$$\left\{ \left(\frac{d}{dz} \right) + \alpha_s \right\} P_s(z) = \left(\frac{g_R}{A_{\text{eff}}} \right) P_p(z) P_s(z) \quad (69)$$

ただし、 g_R はラマン利得係数、 A_{eff} は光ファイバでのモード分布から決まる有効コア断面積であり、式(68)では発生ストークス光の励起光に対する寄与を無視した。式(69)を積分し、(68)の積分結果を適用すると、出射端でのストークス光パワーが次式で得られる。

$$P_s(L) = P_s(0) \exp[-\alpha_s L + (g_R/A_{\text{eff}}) P_p(0) L_{\text{eff}}] \quad (70)$$

$$L_{\text{eff}} \equiv \int_0^L \exp(-\alpha_p z) dz = \{1 - \exp(-\alpha_p L)\} / \alpha_p \quad (71)$$

ここで、 L_{eff} は光ファイバの損失を考慮した実効相互作用長であり⁶⁷⁾、光ファイバ長 L が短いとき $L_{\text{eff}} \approx L$ で、十分長いとき $L_{\text{eff}} \approx 1/\alpha_p$ で近似できる。

誘導ラマン散乱の閾値パワー P_{cR} を、ストークス光と励起光のパワーが等しくなる励起入力で定義すると、閾値は

$$P_{cR} \approx 16(A_{\text{eff}} \alpha_p / g_R) \text{ [W]} \quad (72)$$

で得られる⁶⁶⁾。ただし、 A_{eff} は cm^2 、 α_p は cm^{-1} 、 g_R は cm/W 単位で表しており、光源が単一縦モード時の結果である。閾値は低損失光ファイバほど低くなる。たとえば、石英系単一モード光ファイバで $A_{\text{eff}} = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$ (コア半径 $a = 4 \mu\text{m}$)、 $\alpha_p = 4.6 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ (0.2 dB/km)、 $g_R = 10^{-11} \text{ cm/W}$ のとき、 $P_{cR} = 0.37 \text{ W}$ となる。

伝送でのファイバ内許容光入力という観点からは、入力パワーを P_{cR} 以下に保つことが望ましく、誘導ラマン散乱を積極利用する立場からは入力パワーを P_{cR} 以上にすればよい。

図19は誘導ラマン散乱での励起光と高次ストークス光パワーの距離依存性の数値計算例である⁶⁸⁾。損失が少ない場合、励起光が伝播とともにほぼ一定値をとった後、急激に減衰し、その代りストークス光が成長する。同様にして高次ストークス光 P_{S_n} (周波数: $\omega_p - n\omega_R$, n : 整数) が発生する。この数値例は平面波に対する結果であるが、導波構造にしても変化点が少しゆるやかになる程度である。誘導ラマン散乱は高利得をもつため、共振

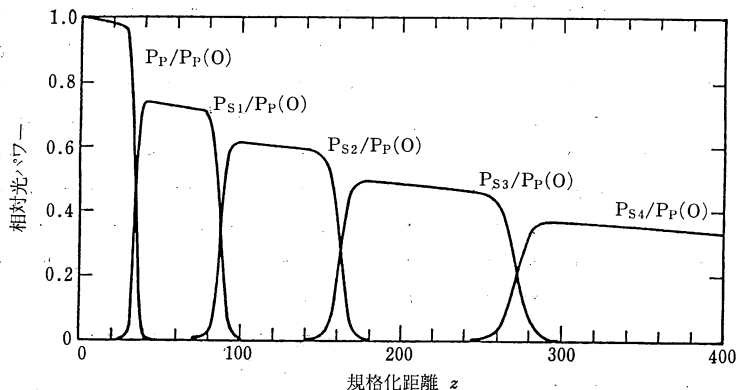


図 19 誘導ラマン散乱での励起光と高次ストークス光パワーの距離依存性

器構造にして光ファイバラマンレーザーとしても用いられている。

光ファイバ入射端から励起光 (周波数: ω_p) とともにストークス光の周波数に等しい信号光 (周波数: $\omega_p - \omega_R$) を入射させた場合, 光ファイバ中でラマン周波数 ω_R 成分が生じる. この成分は励起光で発生するストークス光の光強度を増加させるのに役立つ. このように, ストークス光を積極的に増幅させる光 - 光直接増幅がある⁶⁹⁾. ラマン散乱光の偏光は励起光と等しいので, 光ファイバ伝播中に偏光が不規則となって増幅度が劣化するのを防止するため, 高複屈折光ファイバが用いられる.

ラマンシフト量は石英の場合 450 cm^{-1} 前後である. したがって, 周波数多重の場合にはストークス光が高周波側のチャンネルから低周波側のチャンネルに回り込む可能性がある. したがって, 各チャンネルの周波数間隔をシフト量以上に設定する必要がある⁷⁰⁾.

6.2.2 誘導ブリルアン散乱

ブリルアンシフト量は, 音響波の波数の大きさが光波に比べて小さなことを利用して, 次式で与えられる.

$$\omega_B = 2\pi c \Omega_B = \omega_p - \omega_s = 2\omega_p (n v_a / c) \sin(\theta/2) \quad (73)$$

ここで, Ω_B は cm^{-1} 単位でのシフト量, v_a は音響波の速度, n は屈折率, c は真空中の光速, θ は励起光とストークス光のなす角度である. したがって, 後方散乱で周波数シフトが最大となる. 石英系光ファイバで, 波長 $1.55 \mu\text{m}$, $n=1.45$, $v_a=5.96 \times 10^3 \text{ m/s}$ とすると, $\Omega_B=0.37 \text{ cm}^{-1}$ となり, これはラマンシフト量より3桁ほど小さい.

光源が単一縦モードのとき, 後方誘導ブリルアン散乱による閾値パワー P_{cB} は誘導ラマン散乱と同様にして求められる⁶⁶⁾.

$$P_{cB} \approx 20(A_{\text{eff}} \alpha_p / g_B) \text{ [W]} \quad (74)$$

ここで, g_B はブリルアン利得係数で, P_{cB} は低損失光ファイバほど低い. 石英系で $A_{\text{eff}}=5 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$, $\alpha_p=4.6 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ (0.2 dB/km), $g_B=3 \times 10^{-9} \text{ cm/W}$ のとき, $P_{cB}=1.5 \text{ mW}$ となる. この場合の閾値パワーは誘導ラマン散乱より2桁小さな値となる.

コヒーレント光伝送では狭スペクトル光源 (ほぼ 1 MHz 以下) が必要となり, そのときには mW オーダーの光入力で誘導ブリルアン散乱が生じうる. これは雑音源となると同時に, 光源側にもどって光源の不安定性を引き起こす可能性がある. しかし, 振幅が一定で位相が不規則に変調される角度変調信号を用いると, 誘導ブリルアン散乱が抑圧される⁷¹⁾.

6.3 光カー効果に起因した非線形現象

6.3.1 光カー効果

媒質の屈折率は, 光強度が弱いときには線形屈折率 n_0 のみで記述できるが, レーザ光のように光強度の強い光源を用いた場合には, 光強度 I に比例した屈折率変化 δn が生じる. 光カー効果はその一例である. この屈折率を

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle = n_0 + n_2 E^2 / 2 \quad (75 \text{ a})$$

$$n = n_0 + n_2 I \quad (75 \text{ b})$$

で定義し, n_2 を非線形屈折率と称する. ここで, E は光電界振幅, $\langle \rangle$ は時間平均を表す. 非線形屈折率は3次の光非線形感受率の実部 $\chi_R^{(3)}$ と関係しており, SI系で

$$n_2 \text{ [m}^2/\text{V}^2] = (3/n_0) \chi_R^{(3)} \text{ [m}^2/\text{V}^2]$$

$$n_2 \text{ [m}^2/\text{W}] = [3/(c n_0^2 \epsilon_0)] \chi_R^{(3)} \text{ [m}^2/\text{V}^2]$$

で換算できる. ただし, ϵ_0 は真空中の誘電率である.

光カー効果がさまざまな現象と結びついて, 自己位相変調, 光ソリトン, 光パルス圧縮など実用上重要な新たな効果を生み出している.

6.3.2 自己位相変調

光強度の強い短パルスが光ファイバを長距離 (L) 伝播すると, 光カー効果により光強度に依存した有意な位相変化 $\delta\phi = k\delta n L$ (k : 真空中の波数) を受ける. このとき, 周波数変化 $\delta\omega$ は

$$\delta\omega(t) = - \left\{ \frac{\partial(\delta\phi)}{\partial t} \right\} = -k L n_2 \left\{ \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \right\} \quad (76)$$

で与えられるから, 結局光短パルスは時間とともに大きな周波数変調 (chirping) を受ける. この現象を自己位相変調という⁷²⁾.

自己位相変調があるとき, 図20に示すように, 光パルスの立上り部では周波数が元の値よりも低く (波長が長く: red shift) なり, 立下り部では周波数が高く (波長が短く: blue shift) なる. ところで, 石英系単一モ

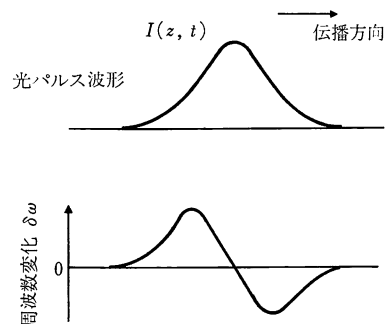


図20 自己位相変調の説明

ード光ファイバの波長分散の符号は、図5に示したように、零分散波長より短波長側では正（長波長ほど速く伝播： $\partial v_g/\partial\omega < 0$ ）で、長波長側では負（長波長ほど遅く伝播： $\partial v_g/\partial\omega > 0$ ）となる。前者を正常分散領域、後者を異常分散領域と呼ぶ。光パルスを正常分散領域で動作させると、立上り部に比べ立下り部が遅れて伝播するため、光パルス幅が広がる。逆に、異常分散領域で動作させると光パルス幅が狭くなる。後述のように、このような性質が光ソリトンや光パルス圧縮で利用されている。

自己位相変調に対する光ピークパワー閾値 P_{CM} を、付加的周波数幅が元の2倍となる時で定義すると、石英系単一モード光ファイバに対する値は

$$P_{CM} \approx 1.2 \times 10^9 (\lambda A_{eff}/L_{eff}) \text{ [W]} \quad (77)$$

で見積れる⁷²⁾。ただし、 A_{eff} は cm^2 、 λ は μm 、 L_{eff} は m 単位であり、比例係数には非線形屈折率の効果が含まれている。たとえば、 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 、 $A_{eff} = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$ 、 $\alpha_p = 4.6 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ (0.2 dB/km) のとき、 $P_{CM} = 42 \text{ mW}$ が得られる。

6.3.3 光ソリトン

光ソリトンは光ファイバの異常分散領域を利用するものであり、分散と非線形性のバランスにより、長距離伝播後も光短パルスの波形がくずれない性質を有している⁷³⁾。これは高ビットレート長距離伝送に使える可能性がある。

準単色光の平面波が z 方向に伝播するとき、光電界を

$$\mathbf{E}(z, t) = (1/2)A(z, t)\exp\{j(\omega t - \beta z)\} + \text{c. c.} \quad (78)$$

と書く。ただし、 $A(z, t)$ は包絡線振幅、 β は伝播定数、c. c. は直前の項の複素共役をとることを意味する。このとき、式(67)における非線形分極は次式で書ける。

$$\mathbf{P}_{NL} = 4\epsilon_0\chi^{(3)}|\mathbf{E}(z, t)|^2\mathbf{E}(z, t) \quad (79)$$

式(78)、(79)を(67)に代入し、断熱近似を用いると、次式が得られる。

$$j\left(\frac{\partial A}{\partial z} + \alpha A + \frac{1}{v_g}\frac{\partial A}{\partial t}\right) = -\frac{1}{2}D\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + K|A|^2A \quad (80)$$

上式の右辺第1項目は分散項、2項目は光非線形項、左辺第2項目は吸収項、3項目は群速度項である。また、 $\alpha \equiv \omega\mu_0\sigma/2\beta$ は電界吸収係数、 v_g は群速度、 $D \equiv \partial^2\beta/\partial\omega^2$ 、 $K \equiv \omega^2\chi^{(3)}/2\beta c^2$ である。

いま、式(80)で吸収がないとき、 $\tau = (t - z/v_g)/T$ 、 $\xi = |D|z/T^2$ 、 $q = AT(K/|D|)^{1/2}$ (T : 入射パルス幅) の変数変換を施すと、非線形シュレディンガー方程式

$$j\frac{\partial q}{\partial \xi} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - |q|^2q = 0 \quad (81)$$

が得られる^{73,74)}。上式の特解は

$$q(\tau, \xi) = q_0 \text{sech}(q_0\tau)\exp(jq_0^2\xi/2) \quad (82)$$

で得られる。この基本ソリトンは波形が変化することなく伝播する。パルス幅 T のソリトンを形成するのに必要な光パワーは

$$P_i = 2.7 \times 10^6 (\lambda^3 |S| A_{eff}/T^2) \text{ [W]} \quad (83)$$

で与えられる。ただし、 λ [μm] は波長、 T [ps] は入射パルス幅、 S [ps/(km·nm)] は式(31)で定義した光ファイバの波長分散、 A_{eff} [cm^2] は光ファイバの有効コア断面積である。たとえば、 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 、 $T = 5 \text{ ps}$ 、 $S = -16 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ 、 $A_{eff} = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$ のとき、 $P_i = 0.32 \text{ W}$ となる。

光ソリトンの数は次のようにして調べられている。式(81)で初期値が

$$q(\tau, 0) = Cq_0 \text{sech}(q_0\tau) \quad (84)$$

のとき、

$$N + (1/2) > C \geq N - (1/2) \quad (85)$$

で N 個の光ソリトンが形成される⁷⁵⁾。とくに $N=1$ のとき、 $1.5 > C \geq 0.5$ となり、これは式(82)で示した基本ソリトンにはかならない。図21は高次ソリトンの伝播の様子を示したものであり、式(81)で計算されている⁷⁶⁾。このように、高次ソリトンの波形は伝播距離に対して周期的に変化する。

以上の議論では光ファイバにおける吸収（損失）を無視してきた。しかし、実際の光ファイバでは損失があるため、非線形項の寄与が減少して、ソリトン条件を満たさなくなる。そこで、損失を補償するため、光増幅器を周期的に設置することが考えられている。

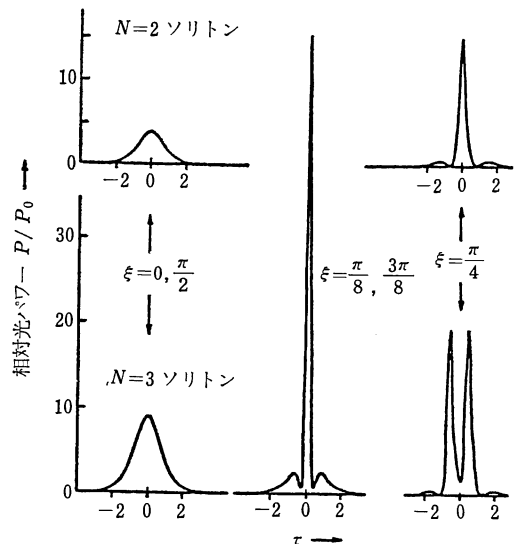


図 21 高次光ソリトンの伝播
 ξ は規格化伝播距離、 τ は規格化時間。

光ソリトンは最初、モード同期カラーセンタ (NaCl 中の F_2^+) レーザーを波長 $1.55 \mu\text{m}$ で動作させ、この光を石英系単一モード光ファイバ (長さ: 700 m , 波長分散: $S = -16 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$) に伝播させることにより実現された⁷⁶⁾. 光源パワーが 5 W のとき最小パルス幅 2 ps が得られた. その後、長さ 42 km の光ファイバを周回させ、ラマン増幅を周期的に行うことにより、全長 4000 km 以上にも及ぶ光ソリトン伝送が行われた⁷⁷⁾. この実験では、上記カラーセンタレーザー (パルス幅: 55 ps) を波長 $1.600 \mu\text{m}$ で動作させ、低損失単一モード光ファイバ (損失: $0.22 \text{ dB}/\text{km}$, $S = -17 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$) に伝播させられた.

式 (81) で、搬送波に浅い変調を加えると、その変調度が伝播とともに深くなっていく現象がある. これは変調不安定性と呼ばれ、光短パルスを発生させるのに利用されている.

6.3.4 光パルス圧縮

光パルス圧縮の一方法として、既述の自己位相変調と光ファイバの正常分散特性が利用されている. 図 22 に示す光学系を考える⁷⁸⁾. 光短パルスを正常分散領域で伝播させると、自己位相変調により光ファイバ出射光はスペクトル幅が入射光より広がる. 光ファイバからの出射光を、長波長ほど長い光遅延を受けるように設定した回折格子に入射させると、位相に関する 2 次歪まで補償できる⁷⁹⁾. このとき、光ファイバでの遅延特性を回折格子対で相殺させるように、光ファイバ分散特性、光ファイバ長、回折格子対の分散特性を調整すると、元の光パルスよりも細いパルスが得られる.

上記光学系で回折格子対を用いることにより 8 fs (光の約 4 周期分) という極度に細い光パルスが得られた⁸⁰⁾. さらに最近では、出射光の 3 次位相歪も補償するため、対称位置に設定した四つの回折格子と四つのプリズムを併用することにより 6 fs (光の約 3 周期分) の光パルスが得られている⁸¹⁾. 光源は中心波長 620 nm の衝突励起モード同期色素レーザーで、光増幅後、コア直径 $4 \mu\text{m}$,

長さ 9 mm の偏波光ファイバに入射させられた. 光ファイバと分散素子 (回折格子, プリズムなど) の組合せは、超短光パルスを得るための必須技術となっている.

通常の単一モード光ファイバを用いて光パルス圧縮を行うためには、零分散波長が $1.3 \mu\text{m}$ 近傍にあるから、光源波長はこれより短波長でなければならない. しかし、分散シフト光ファイバを用いれば、光源の使用波長限界が $1.55 \mu\text{m}$ まで延びる. 波長 $1.3 \mu\text{m}$ の Nd: YAG レーザーと分散シフト光ファイバを用いて光パルス圧縮が行われている⁸²⁾.

光ファイバでの分散特性を相殺させる試みとして、Na 金属蒸気の D_2 共鳴線近傍での異常分散特性も用いられている⁸³⁾. 3.3 ps の光パルスを単一モード光ファイバ (長さ 325 m) に伝播させたとき、出射光は 13 ps まで広がったが、 50 cm の Na セルを通過させることにより元の 3.3 ps までもどった.

6.4 4 光子混合

光ファイバ中のパラメトリック過程の一つとして 4 光子混合があり、光ファイバの導波構造に起因した分散が位相整合に利用されている. これは、二つの励起光子 (周波数: ω_p) が 3 次の光非線形感受率 $\chi^{(3)}$ を通じて、励起光よりも低周波のストークス光 (周波数: ω_s) と高周波の反ストークス光 (周波数: ω_A) が発生する現象である. このときの周波数シフトは

$$2\pi\Omega c = \omega_p - \omega_s = \omega_A - \omega_p \quad (86)$$

で表される. ただし、 Ω は cm^{-1} 単位でのシフト量である. 高い変換効率を得るには、位相整合条件を満たす必要がある. この場合、位相不整合量は

$$\delta k = 2k_p - k_s - k_A \quad (87)$$

で与えられる. ここで、 k_i ($i = p, s, A$) は伝播定数に対応する. δk は材料に依存した成分 δk_m と導波構造に依存した成分 δk_w の和で表される.

材料項は石英系の場合、シフト量 Ω を用いて

$$\delta k_m \approx 2\pi\lambda \left\{ \lambda^2 \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \right\} \Omega^2 \quad (88)$$

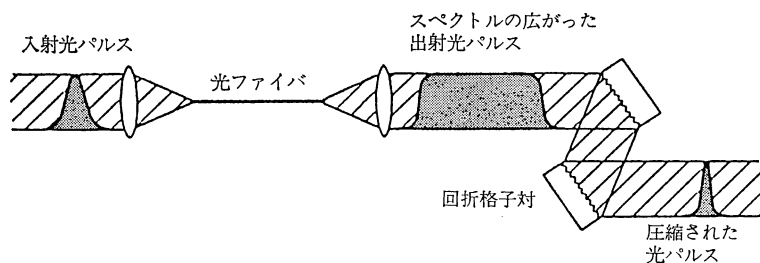


図 22 光パルス圧縮の光学系

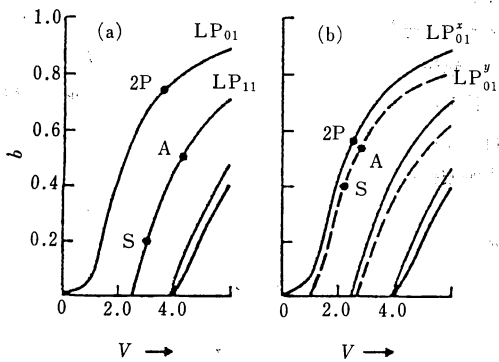


図 23 光ファイバ中の4光子混合における位相整合 (導波構造の寄与分)
 b: 規格化伝播定数 ν : 規格化周波数, (a) 2モードファイバのモード分散を用いた場合, (b) 偏波光ファイバの複屈折を用いた場合.

で近似できる⁸⁴⁾. ただし, n は屈折率, λ は真空中の波長であり, 上式は零分散近傍を除いて適用できる. 導波構造項では, 3.1 節の各分散特性が利用できる. 多モード光ファイバの場合モード分散, 単一モード光ファイバの場合導波路分散, 偏波光ファイバの場合複屈折をそれぞれ用いる⁸⁵⁾. 位相整合は, 励起光, ストークス光, 反ストークス光に対して伝播モード, 動作規格化周波数を適切に選び, $\delta k_m + \delta k_w = 0$ となるように調整する.

図 23 は各種光ファイバに対する位相整合実現例である⁸⁴⁾. 図(a)は2モード光ファイバでのモード分散を利用したもので, 励起光を LP_{01} モードにのせ, 両ストークス光を LP_{11} モードにのせている. 実験上は入射端で各モードを選択励起する. この場合のモード分散項は周波数シフト Ω にあまり依存しない. 図(b)は偏波光ファイバの複屈折を利用した場合で, LP_{01}^x モードおよび LP_{01}^y モードに各光波をのせている.

6.5 能動光ファイバ

近年, 希土類元素などの活性媒質を石英に添加した光ファイバの研究が盛んである. 従来の光ファイバが単なる受動的な伝送路と考えられていたのに対し, 希土類添加光ファイバは積極的に利得をもたせているので能動光ファイバとも言われる. この光ファイバを共振器中に挿入し, レーザーなどで励起して光ファイバレーザー・増幅器として用いられる. これらの利点は, 接続を含め他の光ファイバ部品との整合性が良いこと, 低励起光パワーで駆動できることである. また, 石英の光損傷閾値が半導体材料よりも高いので, 高出力・高利得化が可能である.

能動光ファイバの動作波長としては $1.06 \mu\text{m}$ と $1.55 \mu\text{m}$ 帯が試みられている. 励起光源波長は活性媒質に吸収帯が存在し, かつ励起吸収 (励起準位からさらに上の準位への遷移に伴う吸収) の少ない波長が選ばれる. 実用的な観点からは LED あるいは半導体レーザー励起が望ましい.

$1.06 \mu\text{m}$ 帯では, 活性媒質として Nd_2O_3 (Nd^{3+}) が屈折率形成剤 Ge とともに光ファイバに添加されている. 最初フラッシュランプ励起で光ファイバ長 1 m のものを用いてレーザー発振させられた⁸⁶⁾. その後, 長さ 2 m の添加物光ファイバを GaAlAs レーザー (波長 $0.82 \mu\text{m}$) で励起し, 閾値 $600 \mu\text{W}$ で $1.088 \mu\text{m}$ 線が連続発振させられた⁸⁷⁾.

$1.55 \mu\text{m}$ 帯は光ファイバの低損失波長を念頭においたもので, Er_2O_3 (Er^{3+}) が添加されている. この場合, 励起波長として $0.53, 0.66, 0.80, 0.98, 1.48 \mu\text{m}$ 近傍が利用されている. 市販のダイオードアレイ (波長: 806 nm) で添加物光ファイバ (長さ: 3.7 m) を励起し, レーザー取り出し鏡を励起光に対し高反射率, 出力光に対し透過率 50% として折り返し励起することにより, $1.56 \mu\text{m}$ で光出力 8 mW が得られた⁸⁸⁾.

Er^{3+} 添加光ファイバは高利得・低雑音の光増幅器としても期待されている. 励起波長として上記のものが用いられているが, 最近, 励起吸収がほとんどない $0.98 \mu\text{m}$ を用いると, 励起パワー当りの利得が大きくなることが報告された⁸⁹⁾. それによると, 色素レーザー励起光 (波長: $0.98 \mu\text{m}$) と DFB 半導体レーザー信号光 (波長: $1.535 \mu\text{m}$) を光ファイバ中で同一方向に伝播させると, 光ファイバ長 9 m のとき 24 dB の利得 (2.2 dB/mW) を得た. 実際に光ファイバ増幅器を光中継実験に用いて中継間隔を延ばす試みが各所で行われている⁹⁰⁾.

7. む す び

いままで3回にわたって光ファイバ全般の導波理論を中心に説明してきた. 2, 3章の光ファイバ基本特性に関する内容はほぼ古典の領域に近づきつつある. 分散制御光ファイバ, 偏波光ファイバは製造技術とも密接に関連しているが, 光ファイバ構造設計に対する考え方は出つくした感がある. 光ファイバ中の光非線形効果は応用と結びついて今後ますます進展するものと思われる.

文 献

- 66) R. G. Smith: Appl. Opt., **11** (1972) 2489.
 67) R. H. Stolen and A. Ashkin: Appl. Phys. Lett., **22** (1973) 294.

- 68) N. Bloembergen and Y.R. Shen: Phys. Rev. Lett., **12** (1964) 504.
- 69) 中沢正隆: 応用物理, **56** (1987) 1265.
- 70) W.J. Tomlinson and R.H. Stolen: IEEE Commun. Mag., **26** (1988) 36.
- 71) D. Cotter: J. Opt. Commun., **4** (1983) 10.
- 72) R.H. Stolen and C. Lin: Phys. Rev. A, **17** (1978) 1448.
- 73) A. Hasegawa and F. Tappert: Appl. Phys. Lett., **23** (1973) 142.
- 74) A. Hasegawa and Y. Kodama: Proc. IEEE, **69** (1981) 1145.
- 75) J. Satsuma and N. Yajima: Suppl. Prog. Theor. Phys., No. 55 (1974) 284.
- 76) L.F. Mollenauer, R.H. Stolen and J.P. Gordon: Phys. Rev. Lett., **45** (1980) 1095.
- 77) L.F. Mollenauer and K. Smith: Opt. Lett., **13** (1988) 675.
- 78) C.V. Shank, R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen and W.J. Tomlinson: Appl. Phys. Lett., **40** (1982) 761.
- 79) E. B. Treacy: IEEE J. Quantum Electron., **QE-5** (1969) 454.
- 80) W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, R. H. Stolen, C. V. Shank and J. A. Valdmanis: Appl. Phys. Lett., **46** (1985) 1120.
- 81) R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker and C. V. Shank: Opt. Lett., **12** (1987) 483.
- 82) K. Tai and A. Tomita: Appl. Phys. Lett., **48** (1986) 309.
- 83) H. Nakatsuka and D. Grischkowsky: Opt. Lett., **6** (1981) 13.
- 84) R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm: IEEE J. Quantum Electron., **QE-18** (1982) 1062.
- 85) C. Lin: J. Opt. Commun., **4** (1983) 2.
- 86) C. J. Koester and E. Snitzer: Appl. Opt., **3** (1964) 1182.
- 87) R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole and D. N. Payne: Electron. Lett., **21** (1985) 738.
- 88) R. Wyatt, B. J. Ainslie and S. P. Craig: Electron. Lett., **24** (1988) 1362.
- 89) R. I. Laming, *et al.*: Electron. Lett., **25** (1989) 12.
- 90) Technical Digest of 7th IOOC, 神戸 (1989)