

光増幅とファイバーレーザー

中 沢 正 隆

Optical Amplifiers and Their Application to Fiber Lasers

Masataka NAKAZAWA

Principle and fundamental characteristics of EDFA (erbium-doped fiber amplifier) are described. Then, the EDFA is applied to passive mode-locking and active mode-locking of fiber lasers. Especially, it is shown that a regeneratively and harmonically mode-locked fiber laser is very useful for high-speed communication as it can generate ultrashort pulses in the GHz region. Finally, a possibility of a new optical clock is presented, that can be achieved by locking the repetition rate of the mode-locked fiber laser to the Cs atomic resonance.

Key words: erbium-doped fiber amplifier, optical amplification, pulse generation, mode-locking, optical soliton

NdやErなどの希土類元素を添加したガラス中でのレーザー増幅作用や初期のファイバー光増幅の研究はレーザー出現直後の1960年代前半にさかのぼる¹⁾。その後1980年代の初めには低損失ファイバーが実現し、希土類元素をファイバーのコアに添加するファイバー増幅のリバイバルが起こった²⁾。しかし、希土類ファイバーに反転分布を発生させるための励起光源は、大きな定盤を必要とするArレーザー、YAGレーザーの2倍波、あるいは色素レーザーなどを使っていた。1988年のOFC (Optical Fiber Communication Conference) には当時ポラロイドのSnitzerらのグループから「1.48 μm でEDF (erbium-doped fiber) を励起」が報告された³⁾。しかし、彼らもやはり窒素冷却の大きなカラーセンターレーザーを励起光源に使っており、利得は1 dBにも満たなかった。筆者らは当時光ファイバー中の誘導ラマン散乱を用いた光増幅効果の研究をしていたが、それを実用性のあるものにするために波長1.48 μm 付近の半導体レーザーを用いるラマン増幅法を提案していた。そのとき考えついたのが波長1.48 μm InGaAsP半導体レーザー励起のエルビウム (Er) 添加光ファイバー増幅器 (EDFA: erbium-doped fiber amplifier)

である⁴⁾。この半導体レーザーは信頼性の高い小型励起光源であること、レーザー出力が高出力かつ波長範囲の広い多モード発振であるため、エルビウムイオンを効率的に励起できること、またビーム形状が円形であり、非常に効率よく光ファイバーに励起エネルギーを注入できることがポイントであった。これにより世界初の小型高信頼の光増幅器が実現した。エレクトロニクスの世界で電気増幅器がその基本素子であるように、この光増幅器はその後の光通信の発展に重要な役割を果たした。今では、超高速光伝送システム・波長多重光伝送技術、超短パルス光を発生する新しいレーザー装置、OTDR (optical time domain reflectometer) や光サンプリングなどの光計測技術、光信号処理技術など非常に幅広い分野へ応用されている。例えば超高速光通信では、EDFAを用いたファイバーレーザーによる短パルス発生、多重化のための光増幅、中継伝送用の広帯域光増幅、多重分離 (DEMUX) のための光スイッチの光駆動、pin形の光検出器と光増幅の組み合わせによる低雑音増幅など、あらゆる面でEDFAが不可欠である。EDFAは高利得、低雑音、無偏波依存性、広帯域、高飽和出力などすぐれた特徴をもつため、このような幅広い応

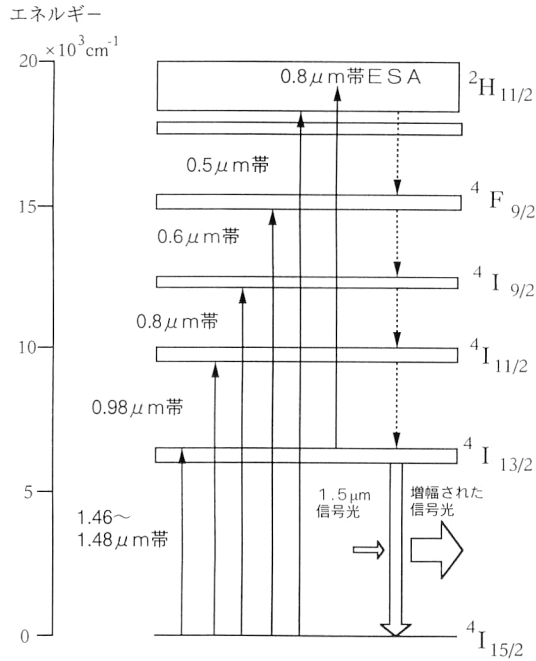


図1 エルビウム (Er) イオンのエネルギー準位図。上向きの矢印は励起による遷移を表し、破線は非放射の遷移を表す。

用が実現したといえる。

本講義ではまず光ファイバー増幅器、特に EDFA の基本的な特徴を述べ、後半にレーザーへの応用について述べる。なお、SOA (semiconductor optical amplifier) とよばれる半導体光増幅器もあるがここでは省略する。

1. 光ファイバー増幅の原理

光ファイバーを用いた光増幅には、ファイバー中の希土類イオンなどのエネルギー準位を利用する方法と誘導ラマン散乱、誘導ブリュアン散乱などの三次の非線形光学効果を利用する方法がある。希土類イオンを添加した光ファイバーによる増幅では添加する希土類イオンによって増幅可能な波長領域が決まり、利得帯域幅や利得係数などはガラスの組成によって変化する。

エルビウムを添加した石英系ファイバーは波長 1.5 μm 帯の光通信領域で光増幅が可能のためここ 10 年ほど活発に研究されている⁵⁾。図1に Er イオンのエネルギー準位を示す。これらの準位は 4f 軌道の電子によるものであり、5s 軌道の電子等によって遮蔽されているため結晶場の影響を受けにくく、媒質が変わってもエネルギー準位はほぼ同じような値となる。Er イオンでは、0.5 μm、0.6 μm、0.8 μm、0.98 μm および 1.48 μm の各波長の光励起によって、⁴I_{13/2} と基底状態の ⁴I_{15/2} の準位間に反転分布が形成される。この準位間のエネルギー差に等しい 1.5 μm 帯の光信号が入射すると、誘導放出によって信号光が増幅され

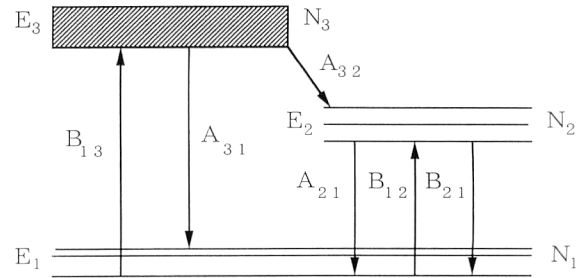


図2 モデル化したエルビウムイオンのエネルギー準位図と準位間の遷移係数。 A_{ij} : i, j 間の自然放出係数、 B_{ij} : i, j 間の誘導放出の係数を表し、 N_i ($i=1, 2, 3$) はそれぞれの準位に励起された電子の分布数を表す。

る。Er イオンでは終準位が基底状態となる三準位系を構成するので、励起しない場合には基底状態から上の準位への吸収が存在し、励起光入力に対して正の利得が生じる閾値が存在する。また、三準位系では後に詳しく述べるが励起が強くなると利得の飽和強度も大きくなるため、光パワーの増幅に適している。

まずここでエルビウム光ファイバー増幅器 (EDFA) の基本的な動作解析を学ぼう。一般的な光増幅器では、光信号の伝搬方向に沿って、反転分布がほぼ一様に形成されている。しかし、EDFA の場合には励起光が軸方向に伝搬することにより吸収されながら反転分布を形成するために、反転分布の大きさが伝搬方向に沿って変化する。このために、信号光を順方向入射するか逆方向入射するかにより、雑音の発生量が異なること、飽和パラメーターが長手方向に変化することなどの特徴が現れる。

図2に示すように、それぞれのエネルギー準位 E_3 (励起準位)、 E_2 (上準位)、 E_1 (基底準位) に、電子が分布する単位体積当たりの Er^{3+} イオンの数を N_3 , N_2 , および N_1 とするとき、それらのレート方程式は次のように表される。

$$\frac{dN_3}{dt} = (W_p B_{13}) N_1 - (W_p B_{31}) N_3 - A_{32} N_3 - A_{31} N_3 \quad (1.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = - (W_s B_{21}) N_2 + (W_s B_{12}) N_1 + A_{32} N_3 - A_{21} N_2 \quad (1.2)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = (W_s B_{21}) N_2 - (W_s B_{12}) N_1 - (W_p B_{13}) N_1 + (W_p B_{31}) N_3 + A_{21} N_2 + A_{31} N_3 \quad (1.3)$$

ここで、 W_p , W_s はそれぞれ励起光および信号光のエネルギー密度、 A_{ij} は i 準位から j 準位への自然放出係数、 B_{ij} は誘導放出 (吸収) 係数である。単位体積当たりの Er^{3+} イオン数 ρ は N_3 が N_2 および N_1 に比べて小さいことを用いて

$$\rho = N_1 + N_2 + N_3 \cong N_1 + N_2 \quad (2)$$

定常状態においては, $dN_1/dt=0$, $dN_2/dt=0$, $dN_3/dt=0$, であるから式 (1.1) より

$$N_3 = \frac{W_p B_{31}}{A_{31} + A_{32} + W_p B_{31}} N_1 \quad (3)$$

ここで, E_3 からの遷移はほとんど E_2 へ起こることから $A_{31} \ll A_{32}$, また $N_3(t)$ の緩和が非常に早いことから $W_p B_{31} \ll A_{32}$ を用いて, $dN_2/dt=0$ と置いた式 (1.2) に式 (3) を代入して

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_p B_{13} + W_s B_{12}}{A_{21} + W_s B_{21}} \quad (4)$$

また,

$$N_1 + N_2 = \frac{W_p B_{13} + W_s B_{12} + W_s B_{21} + A_{21}}{W_s B_{21} + A_{21}} N_1 \cong \rho \quad (5)$$

を得る. 信号光波長における吸収の断面積を $\sigma_s^a(\nu)$, 放出のそれを $\sigma_s^e(\nu)$, 励起光の吸収の断面積を $\sigma_p^a(\nu)$, $A_{21}=1/\tau$ とすると式 (4) と式 (5) より

$$N_1 = \frac{I_s \left(\frac{\sigma_s^e \tau}{h\nu_s} \right) + 1}{I_p \left(\frac{\sigma_p^a \tau}{h\nu_p} \right) + I_s (\sigma_s^e + \sigma_s^a) \frac{\tau}{h\nu_s} + 1} \rho \quad (6.1)$$

$$N_2 = \frac{I_s \left(\frac{\sigma_s^a \tau}{h\nu_s} \right) + I_p \left(\frac{\sigma_p^a \tau}{h\nu_p} \right)}{I_p \left(\frac{\sigma_p^a \tau}{h\nu_p} \right) + I_s (\sigma_s^e + \sigma_s^a) \frac{\tau}{h\nu_s} + 1} \rho \quad (6.2)$$

を得る. ここに, I_p および I_s は励起光および信号光の強度 (パワー密度) である. 一方, 増幅媒質中での信号光および励起光の z 方向での変化はよく知られているように⁶⁾

$$\frac{dI_s}{dz} = (\sigma_s^e N_2 - \sigma_s^a N_1) I_s \quad (7.1)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\sigma_p^a N_1 I_p \quad (7.2)$$

と与えられる. 式 (6) と式 (7) において, $I_p^{\text{th}} = h\nu_p / \sigma_p^a \tau$, $\bar{I}_p = I_p / I_p^{\text{th}}$, $\bar{I}_s = \gamma I_s / I_p^{\text{th}}$, $\gamma = \sigma_s^a \nu_p / \sigma_p^a \nu_s$, $k_s = \sigma_s^e / \sigma_s^a$ とおくと

$$\frac{d\bar{I}_s}{dz} = \frac{k_s \bar{I}_p - 1}{\bar{I}_p + (1 + k_s) \bar{I}_s + 1} \rho \sigma_s^a \bar{I}_s \quad (8.1)$$

$$\frac{d\bar{I}_p}{dz} = \frac{k_s \bar{I}_s + 1}{\bar{I}_p + (1 + k_s) \bar{I}_s + 1} \rho \sigma_p^a \bar{I}_p \quad (8.2)$$

となる. E_1 と E_2 が微細構造のない準位ならば $k_s = \sigma_s^e / \sigma_s^a = 1$ であるが, Er 添加ファイバーの⁴⁾ $I_{13/2}$ と⁴⁾ $I_{15/2}$ の準位は複数のシュタルク微細構造をもつため, σ_s^e と σ_s^a は等しくなく, 正確には波長の関数となっている⁷⁾. しかし, 大まかな計算では $k_s=1$ としてもよい.

さて, 式 (8.1) および式 (8.2) が, 信号光および励起光の伝搬を記述する重要な方程式である. 信号光 \bar{I}_s の関数で表される飽和を含む利得係数 $g(\bar{I}_s)$ は

$$\frac{1}{\bar{I}_s} \frac{d\bar{I}_s}{dz} = g(\bar{I}_s) \quad (9)$$

を満たし, 式 (8.1) から

$$g(\bar{I}_s) = \left[1 + \frac{\bar{I}_s}{\left(\frac{\bar{I}_p + 1}{1 + k_s} \right)} \right]^{-1} \left(\frac{k_s \bar{I}_p - 1}{\bar{I}_p + 1} \right) \rho \sigma_s^a \quad (10)$$

で与えられ, 次のように見慣れた式に書き換えられる.

$$g(\bar{I}_s) = \frac{g_0}{1 + \bar{I}_s / \bar{I}_{\text{sat}}} \quad (11)$$

ただし

$$\bar{I}_{\text{sat}} = \frac{\gamma I_{\text{sat}}}{I_p^{\text{th}}} = \frac{\bar{I}_p + 1}{1 + k_s} \quad (12)$$

非飽和利得 g_0 は

$$g_0 = \frac{k_s \bar{I}_p - 1}{\bar{I}_p + 1} \sigma_s^a \rho \quad (13)$$

と表され, 励起が閾値より十分強い場合には $g_0 \approx \sigma_s^e \rho$ と近似できる. ここで励起パワー P_p および信号光パワー P_s はそれぞれの有効断面積を A_p , A_s とすると $P_p = I_p A_p$, $P_s = I_s A_s$ で与えられる. 式 (12) より,

$$I_{\text{sat}} \cong \frac{1}{1 + k_s} \frac{h\nu_s}{\sigma_s^a \tau} (\bar{I}_p + 1) \quad (14)$$

を得る. 上式は飽和強度が励起パワーの関数になっていることを示している. 式 (14) を飽和パワー P_{sat} で表すと

$$P_{\text{sat}} \cong \frac{1}{1 + k_s} \left[\frac{1}{\gamma} P_p + \left(\frac{h\nu_s}{\sigma_s^a \tau} \right) A_s \right] \quad (15)$$

を得る. ここで実験結果をよく表す値 $k_s=0.71$, $1/\gamma=0.29$ を用いると, 例えば, $P_p=100$ mW のとき, 約 18 mW の飽和パワーが得られることになる. ここで, 本エルビウムファイバーのパラメーターとして $\sigma_s^a=3.3 \times 10^{-25}$ m², $\tau=14$ ms, $A_s=4 \times 10^{-11}$ m² の値を用いている. k_s , γ の大きさは共添加した材料によって異なり, σ_s^a もエルビウムの添加量によって変化する.

図 3(a) に式 (8.1) と式 (8.2) を解くことにより得られる利得 $G = P_s^{\text{out}} / P_s^{\text{in}}$ を励起パワーを横軸にとって示した. ただし, Er ファイバー長は 100 m, ドープ量は 92 ppm, 信号光の波長は 1.545 μ m, 入力信号レベルは -45 dBm, 励起波長および信号波長における光損失を 0.13 dB/m, および 0.42 dB/m の実験条件で解いた. ○印は実験値, 実線は計算値である. 図から, 実験結果と計算結果はよく一致していることがわかる. 図より $P_p=6.7$ mW 付近に正味の利得 (net gain) がゼロとなる励起閾値 (pump threshold) が存在し, さらに励起を高くすることにより, 線形利得が得られる. 励起パワーを 20 mW 以上に増すと利得飽和の効果が著しい. 図 3(b) は, 励起パワー 59 mW において得られる利得の入力信号光レベル依存性を示す. 図からわかるように, 実験結果 (○印) と計算結果 (実線) は

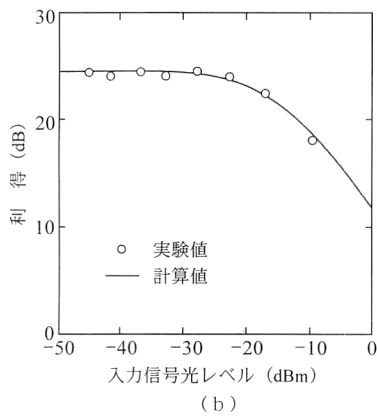
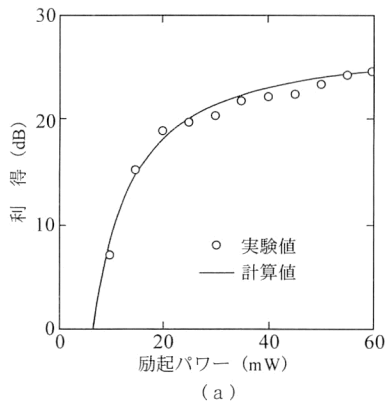


図3 EDFA 出力特性の解析結果。(a) 利得 $G = P_{out} / P_{in}$ の励起パワー依存性。ただし、Er ファイバー長は 100 m, ドープ量は 92 ppm, 信号光の波長は 1.545 μm , 入力信号レベルは -45 dBm, 励起波長および信号波長における光損失を 0.13 dB/m, および 0.42 dB/m の条件で解いた。○印は実験値, 実線は計算値。(b) 利得の入力信号光レベル依存性。励起パワーは 59 mW に設定。

よく一致している。入力が小さい場合には利得は一定であり、このとき小信号利得 G_0 は 24.5 dB である。信号光レベルを増すと利得の飽和が発生し、-3 dB 低下で与えられる飽和入力強度は -15.2 dBm となる。

最近では、出力が 1 W を超える EDFA が開発されており⁸⁾、低パワーから高出力までいろいろな使い方がなされている。例えば、光通信の分野では広帯域、高出力の特長を生かして波長多重に積極的に用いられ 10 Tbit/s 級の大容量通信が実験室レベルで報告されている。

2. 光増幅器のファイバーレーザーへの応用

希土類元素をコアに添加したファイバーレーザーは可視から赤外までさまざまな発振波長を有するため光通信、信号処理、計測、分光などいろいろな分野への応用が期待されている⁹⁾。2章では数あるファイバーレーザーのなかで高速な超短パルスが発生できる希土類添加ファイバーレーザー、特に光通信の波長帯で動作するモード同期エルビウム

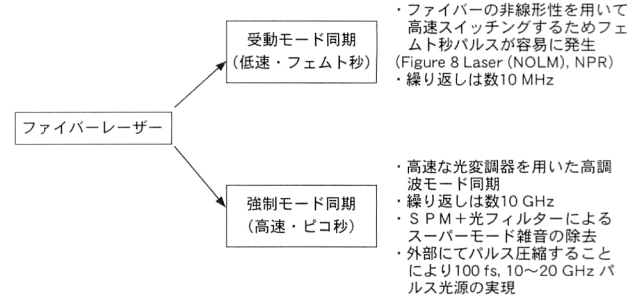


図4 モード同期ファイバーレーザーの分類。

ム添加ファイバーレーザーを中心に述べる。

EDFA はレーザー媒質として、(1) 高いエネルギー変換効率、長い増幅長による高利得、(2) 三準位系のため強励起下における大きな飽和出力特性、(3) 分散の制御性、などの点ですぐれており、それを用いたエルビウムファイバーレーザーは (1) 広い波長可変性 (発振波長範囲は 1.52~1.60 μm)、(2) 縦単一モードの発振の容易性、(3) 高出力特性、(4) 高繰り返しなピコ秒~フェムト秒パルス発生が半導体レーザー励起で可能であること、などの特徴をもっている。このため、最近ではファイバーレーザーを用いた 1.28 Tbit/s の光時分割多重 (OTDM: optical time division multiplexing) などの超高速伝送実験が報告されている¹⁰⁾。短パルスが発生させるために基本となる技術はモード同期とよばれ¹¹⁾、ファイバーレーザーを光通信用の光源として用いる場合は、繰り返しの高い強制モード同期とよばれる手法がよく利用されている。

光ファイバーがレーザーとして適しているのは

- (1) 低損失な光導波路であること
- (2) コア径が細いため光強度の密度を高くできること
- (3) 相互作用長が長いこと
- (4) 分散の制御が可能であること
- (5) パルス圧縮などソリトン効果が利用できること

等が挙げられる。

ファイバーレーザーには連続発振するレーザーとパルス発振するレーザーとがあり、利用する方向が異なる。連続発振レーザーは縦単一モード発振することに主眼を置き、コヒーレントな光源として計測、波長標準などに応用される^{12,13)}。一方パルスレーザーはパルスの変調によりデジタル信号を送信できるので通信に利用できる。パルスの発生は前述したように主にモード同期とよばれる方法により行われるが、その長所は、ピコからフェムト秒のトランスフォームリミットに近いパルスを容易に発生できる点である⁹⁾。

2.1 モード同期ファイバーレーザー

図4に示すようにファイバーレーザーのモード同期には

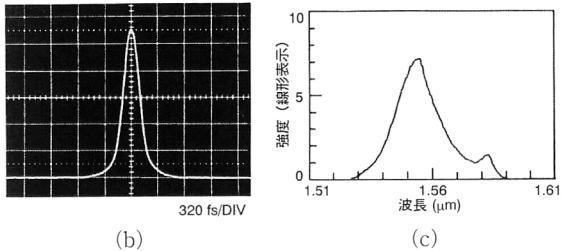
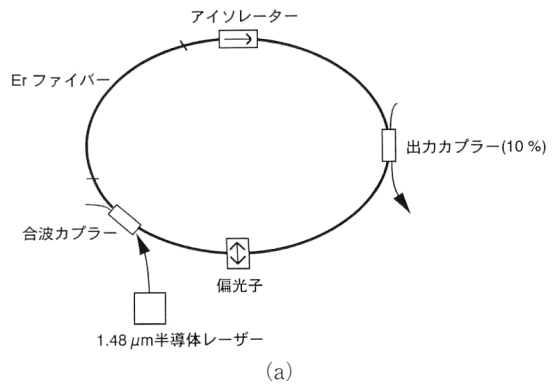


図5 非線形偏波回転 (NPR) を用いた受動モード同期ファイバーレーザーの構成。

受動モード同期と強制 (能動) モード同期の2種類がある。受動モード同期は共振器内に可飽和吸収体を置き、外部から制御をせず、自己スイッチングにより短パルスが発生させる方法であり、利得帯域を広く用いてフェムト秒パルスが発生できる長所がある¹⁴⁻¹⁷⁾。この場合、可飽和吸収は特殊な色素や半導体の飽和現象を用いるのではなく、非線形光ループミラー (NOLM: nonlinear optical loop mirror) や非線形偏波回転 (NPR: nonlinear polarization rotation) 等の非線形ファイバースwitchングにより実現している。しかし、パルスの繰り返しは共振器長によって決まるため 100 MHz 以下と低くなる。

一方、強制モード同期は、共振器内の光変調器に変調信号を印加することによりパルスが発生させる方法である¹⁸⁻²¹⁾。この場合、パルスの繰り返しはやはり共振器長で決まるが、変調周波数を基本繰り返しの整数倍に設定すると、繰り返しの高いギガヘルツ帯のパルスが発生できる特徴がある。この方法は高調波モード同期とよばれている。この方法では基本繰り返しが数十 MHz にもかかわらず、数十 GHz の繰り返しパルスを出力できるため高速光伝送実験に最適である。ただしパルス幅はスイッチングの時間ゲート幅が光変調器の帯域で決まるため受動モード同期法で発生するパルスより長くなる。

2.1.1 受動モード同期

受動モード同期ファイバーレーザーとして非線形増幅ループミラー (NALM: nonlinear amplifying loop mirror) を用いたファイバーレーザー¹⁴⁻¹⁶⁾、および NPR を

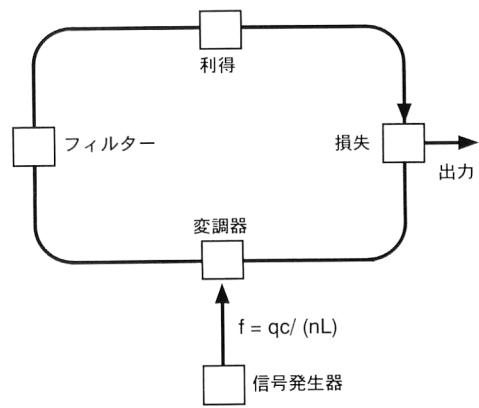


図6 強制モード同期ファイバーリングレーザーの一般構成。

用いたファイバーレーザー¹⁷⁾などが報告されている。これは可飽和吸収体 (入射強度が高いほど光が透過しやすい) の役目をファイバーの非線形スイッチで代用している方法である。両者とも 100~300 fs の超短パルスが発生できるが、NPR を用いたファイバーレーザーのほうが NALM を用いたファイバーレーザーより簡便な構成をしている。NPR とは、ファイバー中を伝搬する光の直交する2つの成分間で光強度に依存した位相差が生じ、両者の成分から構成される楕円偏波面が回転する現象である。共振器内で NPR と偏光子を組み合わせて用いることにより、超高速な可飽和吸収体が形成される。

NPR を用いたファイバーレーザーを図5(a) に示す¹⁶⁾。レーザーは偏波依存型アイソレーター、出力カップラー、回転型偏光子、合波カップラー、およびエルビウムファイバーから構成される。励起光源は中心波長 1.48 μm の半導体レーザーである。強度が弱い光は偏光子で大きな損失を受けるが、強度が強い光は NPR による偏波回転より偏光子を低損失で通過できるように設定されている。この効果により受動モード同期がかかる。図5(b) は本レーザーから得られたパルス幅 145 fs の自己相関波形である。図5(c) は対応するスペクトルである。中心波長は 1.555 μm であり、スペクトル幅は 18 nm である。パルス幅とスペクトル幅の積は 0.32 であり、出力パルスはほぼトランスフォームリミットな sech 型パルスになっている。繰り返しは 56 MHz である。このように受動モード同期法を用いると 100 fs 程度の超短パルスがファイバーレーザーから簡単に発生できる。また、NPR を用いたファイバーレーザーとして正常分散と異常分散を組み合わせたストレッチパルスレーザーがあり、高出力のパルスが発生できる特徴もある¹⁷⁾。

2.1.2 強制モード同期

強制モード同期ファイバーレーザーは図6に示すよう

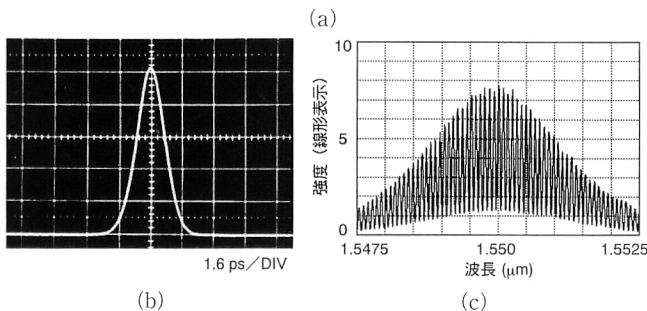
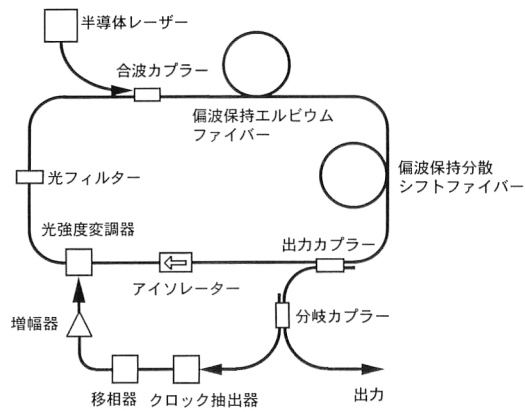


図7 高調波再生モード同期レーザー (AM モード同期). (a) レーザーの構成, (b) 出力パルスの自己相関波形, (c) 出力のスペクトル.

に、基本素子として、利得媒質、損失、変調器、光フィルター、などから構成される^{11,22)}。変調器には強度変調器 (AM モード同期) もしくは位相変調器 (FM モード同期) を用いる。定在波による空間的なホールバーニングを防ぐために、光アイソレーターを挿入した単一方向のリング共振器がよく利用されている。どちらの場合も変調周波数 f を共振器長 L で決まる基本周波数 (c/nL , c は光速, n は屈折率) に設定することにより、繰り返し変調周波数に一致した光パルスが発生し、モード同期動作が起こる。すなわち、最初は微弱であったレーザー媒質からの雑音が共振器内を複数回まわることによりその振幅が大きくなっていく。このとき、変調器の時間ゲートの繰り返し周波数を基本モードに合わせておくと、毎回同期してパルスの波形整形が行えるため、波形が細く整えられてくる。やがてそのパルスのパワーが大きくなると、レーザー利得の飽和現象により安定なパルスに落ち着くことになる。周波数領域で解釈すると、振幅変調によりサイドバンドを発生させ、そのサイドバンドがちょうど縦モード間隔分に一致するように設定しておくと、注入同期が起こり各モードの位相同期が実現する。この状態はモード同期がかかっているといい、光パルスが発生していることと等価である。このモード同期によって得られるパルス幅は利得および光フィルターの組み合わせによる帯域と変調幅の釣り合いによ

て決定される。

強制モード同期では AM, FM にかかわらず安定なパルス列を発生させることができるがファイバーレーザーの場合には共振器長が数十 m になるので基本周波数はメガヘルツ帯になってしまう。にもかかわらずギガヘルツ帯のパルス列を発生できるのは、高調波モード同期とよばれる方法によるものである¹⁸⁻²¹⁾。この方法では変調周波数を基本波の整数倍 (q) とし qf で変調する。このためパルスは共振器内に同時に q 個存在することになる。

3. 高速光通信用モード同期ファイバーレーザー

高速な光伝送実験にはしばしば強制モード同期ファイバーレーザーが光源として用いられるが、その特徴としては出力パルスがフーリエ変換限界でかつジッターが小さいことが挙げられる。ここでは強制モード同期ファイバーレーザーとして、高調波モード同期ファイバーレーザー²¹⁾ をとりあげ、その発振特性について説明する。

高調波モード同期では、共振器長が変化すると変調器の繰り返し周波数が高いため、その安定性に大きく影響する。それを克服するために筆者らは再生モード同期という技術を提案している²¹⁾。この方法は、自らの共振器で変調信号を作り出し、それを増幅後変調器にフィードバックする方法である。その変調信号は Q 値の高い電気的なフィルターを用いて作り出す。この方法では共振器長の変動に応じて繰り返し周波数が自動的に追従するため、長時間にわたって安定にパルス列を発生できる特徴がある。

その高調波再生モード同期レーザー (AM モード同期) の構成を図 7(a) に示す。本レーザーは偏波保存エルビウムファイバー (PM-EDF)、偏波保存分散シフトファイバー (PM-DSF)、出力カップラー、偏波保存型アイソレーター、LN (LiNbO₃) 強度変調器、帯域 5 nm の波長可変光フィルターおよび合波カップラーから構成されるリング型をしている。励起光源は 1.48 μ m 帯半導体レーザーである。PM-DSF は光ソリトン効果により出力パルス幅を短くするために使用している。また、偏波変動による不安定性を抑えるために、共振器内のファイバーはすべて偏波保持ファイバーを用いている。変調周波数はクロック抽出器 (光受光素子、 Q 値が 1000 程度の 10 GHz 狭帯域電気フィルター、および電気増幅器から構成される) によりレーザーの出力光から抽出する。このクロック信号を共振器の変調器に帰還することにより自動的にモード同期を実現している。

出力パルスの自己相関波形を図 7(b) に、スペクトルを図 7(c) に示す。パルス幅は 1.0 ps である。スペクトルは

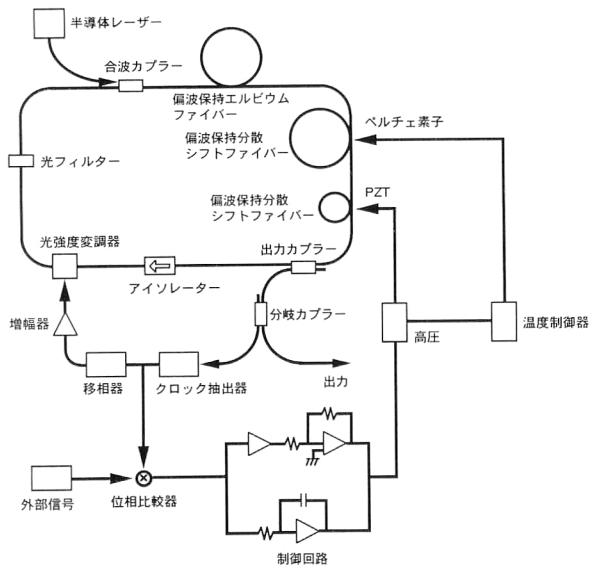


図8 PLL (phase locked loop) モード同期ファイバーレーザーの構成図。

半値幅 2.7 nm であり、10 GHz に相当する縦モード（波長領域で 0.08 nm）がはっきりみられる。パルス幅とバンド幅の積が 0.34 であることから、出力パルスはほぼトランスフォームリミットな sech 型パルスであることがわかる。

強制モード同期のもうひとつの形態である FM モード同期は図 6 の強度変調器を位相変調器に置き換えることにより実現できる²³⁾。FM モード同期では位相変調によりチャープを発生させ、これを光フィルターを用いてスペクトルの大きく変化したパルスの裾野部分を除去することによりパルスを発生させている。位相変調器では強度変調器に必要な DC バイアスが不要であるため、FM モード同期レーザーでは DC バイアスのドリフトの影響を受けない点が AM のモード同期にくらべて有利である。FM モード同期に関してはパルス形成が共振器内の分散に依存し、高調波 FM モード同期ファイバーレーザーで安定なパルス列が発生できるのは、共振器内の分散が異常分散のときだけであることが示されている^{24,25)}。異常分散領域では、自己位相変調効果により生じたアップチャープが分散と釣り合ってソリトンパルス形成することにより、安定な発振ができる。FM モード同期のパルス幅は 2 ps 程度である。

4. PLL 動作による繰り返し周波数の安定化

高調波再生モード同期ファイバーレーザーは、長時間にわたって安定にパルス列を発生できるが、繰り返し周波数が共振器長の変動に応じてわずかに変化するという問題がある。その繰り返し周波数を安定化させるのに 2 つの方法

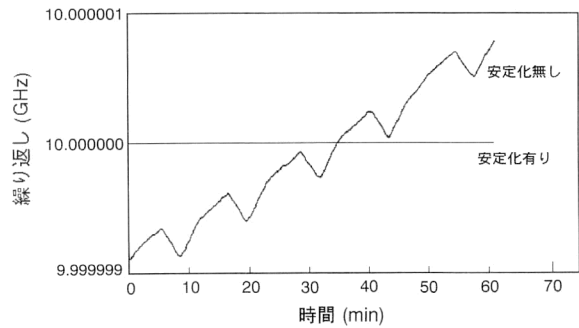


図9 PLL 制御オン/オフ時におけるファイバーレーザー繰り返し周波数の変動。

がある。1 つはオフセットロック法²⁶⁾であり、もう 1 つは PLL (phase locked loop)^{19,27)}を用いる方法である。オフセットロック法は、レーザーの繰り返し周波数を外部信号とあらかじめ定められた周波数差を有して一定にする方法であり、繰り返し周波数を可変にできる特徴がある。PLL 法は、レーザーの繰り返し周波数を外部信号に同期させ、外部信号の周波数と完全に一致させる方法である。

PLL ファイバーレーザーの構成図を図 8 に示す²⁷⁾。PLL 回路は外部信号発生器（シンセサイザー）、位相比較器 (DBM: double balanced mixer)、制御回路、および PZT (piezo electric transducer) から構成されている。DSF (dispersion-shifted fiber) の一部が PZT に巻かれており、それに電圧を印加することによりファイバーが伸び縮みし、共振器長を可変できる。クロック抽出器から出力されるクロック信号と、外部信号発生器から出力された信号が位相比較器に入力し、クロック信号と外部信号との位相差に比例した電圧（誤差信号）を出力する。最初、外部信号の周波数をレーザーの繰り返し周波数に設定する。共振器内の温度が下がり、共振器が短くなり、繰り返し周波数が最初の周波数より大きくなると、それが小さくなるように制御回路を通して PZT に電圧を印加する。逆に、温度上昇により共振器が長くなってレーザーの繰り返し周波数が最初の周波数より小さくなる場合には、それが大きくなるように負帰還制御する。このようにして PLL 動作が行われ、レーザーの繰り返し周波数は外部信号に同期し一定になる。

PLL 法により繰り返し周波数を安定化した場合としない場合とで、レーザーの繰り返し周波数が時間とともにどう変動するかを図 9 に示す。安定化しない場合、繰り返し周波数は外部の温度変動に応じ不規則に変化しているが、安定化するとレーザーの繰り返し周波数はシンセサイザーの周波数に同期して一定になっていることがわかる。周波数安定度はシンセサイザーによって決まり、10 GHz に対

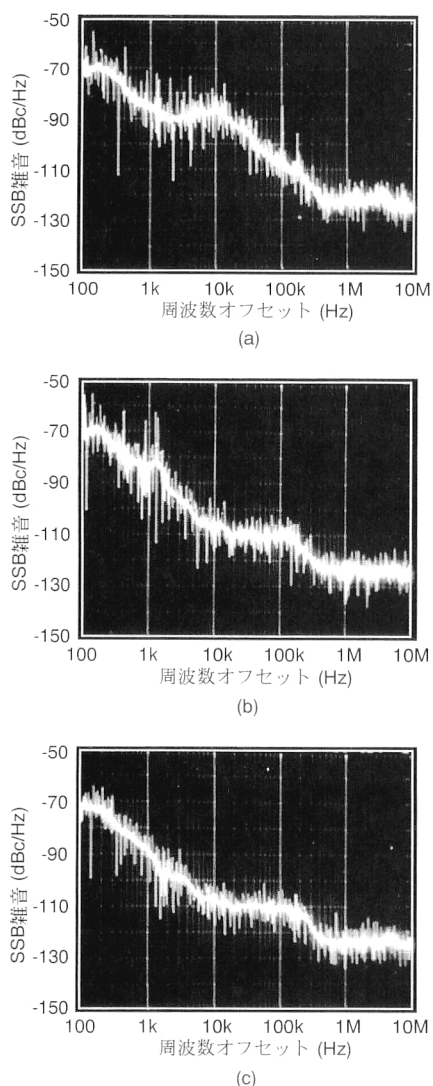


図10 単一側波帯 (SSB: single side band) 位相雑音. (a) シンセサイザーのSSB雑音, (b) PLLレーザーのSSB雑音, (c) フリーランニングレーザーのSSB雑音.

し 10^{-9} 以下になる.

5. 雑音の除去と低ジッター特性

高調波強制モード同期レーザーにおいて、共振器長で決まる基本周波数 f (基本縦モード) の q 倍 (q は整数) で変調すると、モード間隔が qf ずつ離れた縦モード間の位相が固定される. しかしながら、この縦モードの組み合わせは q 通り存在し、互いに独立したスーパーモードとよばれる組み合わせを形成する. このとき、いくつかのスーパーモードがランダムに発振すればパルスごとにエネルギーの変動が起こり、パルスの振幅が時間とともに変化する. これがスーパーモード雑音である.

スーパーモード雑音の抑圧には、共振器内に変調周波数に等しいFSR (free spectral range) をもつエタロンを挿

入する方法²⁸⁾、自己位相変調効果と光フィルターの組み合わせから作り出される光強度に依存した損失を個々のパルスに与える方法などがある²⁹⁾. 高調波モード同期レーザーでは自己位相変調効果と光フィルターの組み合わせから作り出される光強度に依存した超高速で応答する光損失を、個々のパルスに与えることによりエネルギーを均等にし、スーパーモード雑音を完全に抑圧している.

図10に10GHzのキャリア周波数からの周波数オフセットに対するSSB (single side band) 雑音を示す. (a), (b), (c) はそれぞれシンセサイザー, PLLレーザー, フリーランニング (PLL off) レーザーのSSB雑音である. シンセサイザーのジッターは(a)の測定結果から180 fsと計算される. 一方, PLLレーザーおよびフリーランニングレーザーの時間ジッターはそれぞれ120 fsおよび90 fsと計算され, 非常に小さい. ここで重要なことはPLLレーザーのジッターはシンセサイザーのジッターより小さくなっていることである. これは, PLLの応答速度がPZTの応答速度によって制限され, 数kHzしかないため, シンセサイザーの高周波ジッター成分がレーザー共振器に帰還されないためである. また, フリーランニング状態においてジッターが少ないのは, このパルスレーザー自体が高い Q 値で発振していることによるものと考えられる.

6. Cs 光原子発振器

高調波再生モード同期ファイバーレーザー²¹⁾は, 外部信号発生器がなくても安定な自動発振をするため, 例えば原子・分子等の共鳴線にこのレーザーの繰り返し周波数をロックすることができれば, 超高安定なマイクロ波発生器あるいは時間標準として利用できる. ここでは再生モード同期ファイバーレーザーの繰り返し周波数を9.1926 GHzのセシウム (Cs) 原子の共鳴線にロックする新たなCs原子時計の可能性について述べる. なお, この方式ではCsの安定度を有する9.1926 GHzの光パルスを同時に発生できるため, 光ファイバーネットワークを通じてさまざまな応用が考えられる.

図11に新たに提案したCs光原子時計の構成を示す³⁰⁾. 従来のCs原子時計との相違点は5MHz水晶発振器および通倍器をジッターの小さい再生モード同期ファイバーレーザーに置き換えたことである. レーザーの繰り返し周波数をCs共鳴周波数にロックする方法は以下のとおりである. 本レーザーから得られる電気クロック信号に低い周波数 (数百 Hz) の周波数変調を与える. この周波数変調された9.1926 GHzの信号をセシウム管に入力し, Ram-

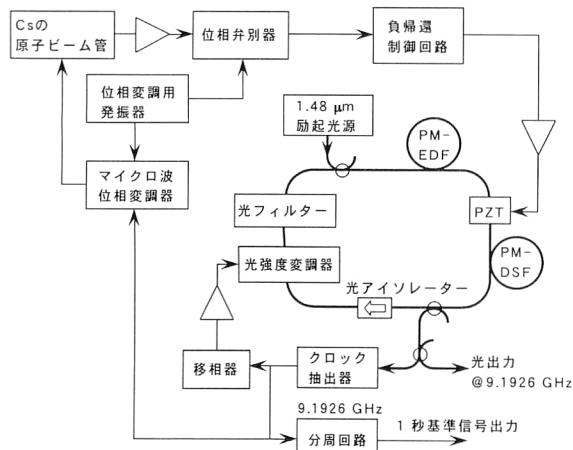
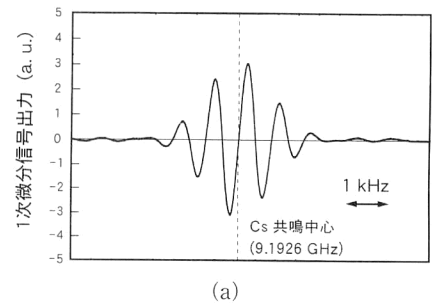


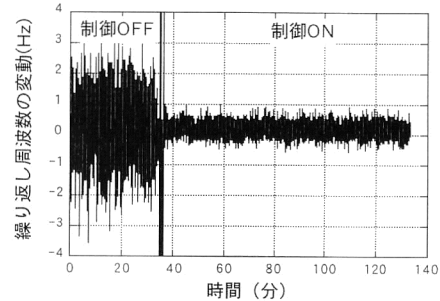
図11 新たに提案したCs光原子時計の構成.

sey フリンジ法³¹⁾を用いてCs共鳴線からの周波数のずれを検出する. 位相敏感検波にはロックインアンプを使用し, Cs共鳴線からの周波数のずれを電圧信号に変換している. このようにして得られた誤差信号を比例・積分回路を介してレーザー共振器内のPZT素子にフィードバックし, レーザーの繰り返し周波数をCs共鳴線に安定化する. 図12(a)に実験で得られたCsのRamseyフリンジの一次微分信号, 図12(b)にフィードバック制御回路がオン/オフ時におけるレーザーの繰り返し周波数の時間変動の観測波形を示す. 誤差信号より評価した周波数ゆらぎの $\tau=1$ 秒におけるアラン分散値³²⁾は 7.1×10^{-12} であった. またクロック信号の周辺10 Hz~1 MHz間の単一側波帯(SSB)雑音より評価したジッターは105 fsであり, この値は一般的なシンセサイザーより十分低い値である. 今後フィードバック系およびレーザージッターの改善により安定度のいっそうの向上が見込まれる.

本講義ではエルビウム光ファイバー増幅器EDFAの原理とファイバーレーザーから短パルスが発生できる受動モード同期法および強制モード同期法について述べた. 受動モード同期では, 利得帯域を最大限に用いた100 fs程度の超短パルスが発生できるが, パルスの繰り返しは100 MHz以下と低い. これに対し強制モード同期では高調波動作により10 GHz以上のパルスが発生できる. EDFAのファイバーレーザーへの応用はここでは述べなかった高出力レーザー, マイクロ波発生, 超コヒーレント光源などへの応用も考えられ, さらなる発展も期待される. また, 今後, ファイバーレーザーのさらなる高繰り返し化と短パルス化が超高速光通信・信号処理のために重要な課題になると思われる.



(a)



(b)

図12 Cs光原子時計の特性. (a)CsのRamseyフリンジの一次微分信号. (b)フィードバック制御回路がオン/オフ時におけるレーザーの繰り返し周波数の時間変動.

文献

- 1) C. J. Koester and E. Snitzer: "Amplification in fiber laser," *Appl. Opt.*, **3** (1964) 1182-1186.
- 2) R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole and D. N. Payne: "Neodymium-doped silica single-mode fiber lasers," *Electron. Lett.*, **21** (1985) 738-740.
- 3) E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli and B. C. McCollum: "Erbium fiber laser amplifiers at 1.55 μm with pump at 1.49 μm and Yb sensitized Er oscillator," *Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference*, PD2 (Anaheim, 1988).
- 4) M. Nakazawa, Y. Kimura and K. Suzuki: "Efficient Er^{3+} -doped optical fiber amplifier pumped by a 1.48 μm InGaAsP laser diode," *Appl. Phys. Lett.*, **54** (1989) 295-297.
- 5) 中沢正隆: "Erドープ光ファイバーによる光増幅とその応用", *応用物理*, **59** (1990) 1175-1192.
- 6) E. Desurvire and J. R. Simpson: "Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single-mode fibers," *IEEE J. Lightwave Technol.*, **7** (1989) 835-845.
- 7) W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox and P. R. Morkel: "Absorption and emission cross-section of Er^{3+} doped silica fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **27** (1991) 1004-1010.
- 8) Y. Tashiro, S. Koyanagi, K. Aiso and S. Namiki: "1.5 W erbium-doped fiber amplifier pumped by the wavelength division-multiplexed 1480 nm laser diodes with fiber Bragg grating," *OSA TOPS*, **25** (1998) 18-20.
- 9) I. R. Duling, III: *Compact Sources of Ultrashort Pulses* (Cambridge University Press, 1995).
- 10) M. Nakazawa, T. Yamamoto and K. R. Tamura: "1.28 Tbit/s-70 km OTDM transmission using third- and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator," *European Conference on Optical Communica-*

- tion, PDP2.6 (Germany, 2000).
- 11) H. A. Haus: *Waves and Fields in Optoelectronics* (Prentice-Hall series in solid state physical electronics, New Jersey, 1984).
 - 12) K. Iwatsuki, H. Okamura and M. Saruwatari: "Wavelength-tunable single-frequency and single-polarization Er-doped fiber-ring laser with 1.4 kHz line-width," *Electron. Lett.*, **26** (1990) 2033-2035.
 - 13) 稲場 肇, 秋元義明, 田村公一, 吉田英二, 小向哲郎, 中沢正隆: "超狭帯域光ファイバグレーティングを用いた単一周波数単一偏波ファイバリングレーザ", *電子情報通信学会論文誌*, **J81-C-I** (1998) 451-459.
 - 14) I. N. Duling, III: "Subpicosecond all-fibre erbium laser," *Electron. Lett.*, **27** (1991) 544-545.
 - 15) D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, M. W. Phillips and V. J. Matsas: "320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fiber laser," *Electron. Lett.*, **27** (1991) 730-732.
 - 16) M. Nakazawa, E. Yoshida and Y. Kimura: "Generation of 98 fs optical pulses directly from an erbium-doped fiber ring laser at 1.57 μm ," *Electron. Lett.*, **29** (1993) 63-64.
 - 17) K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus and L. E. Nelson: "77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser," *Opt. Lett.*, **18** (1993) 1080-1082.
 - 18) A. Takada and H. Miyazawa: "30 GHz picosecond pulse generation from actively mode-locked erbium-doped fibre laser," *Electron. Lett.*, **26** (1990) 216-217.
 - 19) X. Shan, D. Cleland and A. Ellis: "Stabilising Er fibre soliton laser with pulse phase locking," *Electron. Lett.*, **28** (1992) 182-184.
 - 20) H. Takara, S. Kawanishi and M. Saruwatari: "Stabilisation of a modelocked Er-doped fibre laser by suppressing the relaxation oscillation frequency component," *Electron. Lett.*, **31** (1995) 292-293.
 - 21) M. Nakazawa, E. Yoshida and Y. Kimura: "Ultrastable harmonically and regeneratively modelocked polarization-maintaining erbium fibre ring laser," *Electron. Lett.*, **30** (1994) 1603-1604.
 - 22) H. A. Haus: "Theory of forced mode-locking," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11** (1975) 323-330.
 - 23) A. E. Siegman: *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, California, 1986).
 - 24) K. Tamura and M. Nakazawa: "Pulse energy equalization in harmonically FM mode-locked lasers with slow gain," *Opt. Lett.*, **21** (1996) 1930-1932.
 - 25) E. Yoshida, K. Tamura and M. Nakazawa: "Intracavity dispersion effects of a regeneratively and harmonically FM mode-locked erbium-doped fiber laser," *IEICE Trans. Electron.*, **E81-C** (1998) 189-194.
 - 26) M. Nakazawa, E. Yoshida, E. Yamada and Y. Kimura: "A repetition-rate stabilized and tunable, regeneratively mode-locked fibre laser using an offset locking technique," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (1996) L691-L694.
 - 27) M. Nakazawa, E. Yoshida and K. Tamura: "Ideal phase-locked-loop (PLL) operation of a 10 GHz erbium-doped fibre laser using regenerative modelocking as an optical voltage controlled oscillator," *Electron. Lett.*, **33** (1997) 1318-1319.
 - 28) G. T. Harvey and L. F. Mollenauer: "Harmonically mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry-Perot stabilizer for soliton transmission," *Opt. Lett.*, **18** (1993) 107-109.
 - 29) M. Nakazawa, K. Tamura and E. Yoshida: "Supermode noise suppression in a harmonically modelocked fibre laser by selfphase modulation and spectral filtering," *Electron. Lett.*, **32** (1996) 461-463.
 - 30) M. Nakazawa and K. Suzuki: "Cesium optical atomic clock: An optical pulse that tells the time," *Opt. Lett.*, **26** (2001) 635-637.
 - 31) N. F. Ramsey: *Molecular Beams* (Oxford University Press, Oxford, 1959).
 - 32) D. W. Allan: "Statistics of atomic frequency standards," *Proc. IEEE*, **54** (1966) 221-230.

(2002年12月27日受理)