

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 特許公報(B2)

(11) 特許番号

特許第4676143号
(P4676143)

(45) 発行日 平成23年4月27日(2011.4.27)

(24) 登録日 平成23年2月4日(2011.2.4)

(51) Int. Cl. F I
G02F 1/365 (2006.01) G O 2 F 1/365
G02B 6/02 (2006.01) G O 2 B 6/10 C

請求項の数 16 (全 17 頁)

<p>(21) 出願番号 特願2003-387563 (P2003-387563) (22) 出願日 平成15年11月18日(2003.11.18) (65) 公開番号 特開2005-148512 (P2005-148512A) (43) 公開日 平成17年6月9日(2005.6.9) 審査請求日 平成18年10月4日(2006.10.4)</p> <p>前置審査</p>	<p>(73) 特許権者 503360115 独立行政法人科学技術振興機構 埼玉県川口市本町四丁目1番8号 (74) 代理人 100107010 弁理士 橋爪 健 (72) 発明者 中沢 正隆 宮城県仙台市青葉区国見ヶ丘3-2-13 (72) 発明者 廣岡 俊彦 宮城県仙台市若林区連坊小路2-3-50 1 審査官 河原 正</p>
---	--

最終頁に続く

(54) 【発明の名称】 光パルス発生方法および光パルス圧縮方法、光パルス発生器および光パルス圧縮器

(57) 【特許請求の範囲】

【請求項1】

正常分散を有する光ファイバにおいて、該正常分散の分散値の絶対値を長手方向に減少させることによって、該光ファイバ内を該正常分散の分散値の絶対値が比較的大きい一端部から比較的小さい他端部へ伝搬する非線形光パルスに等価的に光増幅効果を形成することにより、形状が放物型又は二次関数型で広帯域にわたって線形なチャープをもつ光パルスを、正常分散ファイバ中の光増幅を利用せずに発生させる、二次関数型光パルス発生方法。

【請求項2】

請求項1に記載の二次関数型光パルス発生方法において、
 光ファイバに利得を与えるための励起光源及び利得を一定に保つための制御を必要とせず、前記光パルスを発生させることを特徴とする二次関数型光パルス発生方法。

【請求項3】

請求項1に記載の二次関数型光パルス発生方法において、
正常分散の分散値の絶対値が長手方向に減少する光ファイバを、正常分散の分散値が一定あるいは長手方向に線形に変化する、分散値の変化が複数種類のファイバを複数縦続接続することにより、分散値の変化を区間ごとに離散的に近似することで実現することを特徴とする二次関数型光パルス発生方法。

【請求項4】

請求項1に記載の二次関数型光パルス発生方法において、

あらゆる形状をもつ入力光パルスに対して、該光パルスのエネルギーの値で一意に決まる放物線形状でかつ線形チャープをもつ光パルスが出力で得られることを特徴とする二次関数型光パルス発生方法。

【請求項 5】

請求項 1 に記載の二次関数型光パルス発生方法において、

正常分散の分散値の絶対値が長手方向に減少する光ファイバを、コア径を長手方向に連続的に変化させることで実現する二次関数型光パルス発生方法。

【請求項 6】

請求項 1 に記載の二次関数型光パルス発生方法において、

光ファイバの長手方向の座標 z における光ファイバの正常分散の分散値 $D(z)$ は、予め定められた光ファイバにおける正常分散の大きさの減少の比率に基づき、次式で表される又は次式で近似される二次関数型光パルス発生方法。

【数 1】

$$D(z) = \frac{1}{1 + \Gamma z}$$

【請求項 7】

請求項 1 乃至 6 のいずれかに記載の二次関数型光パルス発生方法において得られた二次関数型光パルスの線形チャープを、逆チャープをもつ異常分散媒質を通過させることによって補償し、入力パルスよりも短い時間幅のパルスを発生させる光パルス圧縮方法。

【請求項 8】

請求項 7 に記載の光パルス圧縮方法において、

異常分散媒質として、 $1.3 \mu\text{m}$ の波長帯域付近に零分散が存在する単一モード光ファイバ、または、回折格子又はファイバグレーティングを含む異常分散をもつデバイスが用いられる光パルス圧縮方法。

【請求項 9】

光パルスを発生する光パルス送信器と、

正常分散を有し、該正常分散の分散値の絶対値が長手方向に減少する光ファイバとを備え、

前記光ファイバ内を該正常分散の分散値の絶対値が比較的大きい一端部から比較的小さい他端部へ伝搬する非線形光パルスに、等価的に光増幅効果を形成することにより、形状が放物型又は二次関数型で広帯域にわたって線形なチャープをもつ光パルスを、正常分散ファイバ中の光増幅を利用せずに発生させる、二次関数型光パルス発生器。

【請求項 10】

請求項 9 に記載の二次関数型光パルス発生器において、

前記光ファイバに利得を与えるための励起光源及び利得を一定に保つための制御を必要とせず前記光パルスを発生させることを特徴とする二次関数型光パルス発生器。

【請求項 11】

請求項 9 に記載の二次関数型光パルス発生器において、

前記光ファイバは、正常分散の分散値が一定あるいは長手方向に線形に変化する分散値の変化が複数種類の光ファイバを有し、

前記複数種類の光ファイバを複数縦続接続することにより、分散値の変化が区間ごとに離散的に近似された二次関数型光パルス発生器。

【請求項 12】

請求項 9 に記載の二次関数型光パルス発生器において、

あらゆる形状をもつ入力光パルスに対して、該光パルスのエネルギーの値で一意に決まる放物線形状でかつ線形チャープをもつ光パルスが出力で得られることを特徴とする二次関数型光パルス発生器。

10

20

30

40

50

【請求項 13】

請求項 9 に記載の二次関数型光パルス発生器において、
前記光ファイバは、コア径を長手方向に連続的に変化させることで実現される二次関数型光パルス発生器。

【請求項 14】

請求項 9 に記載の二次関数型光パルス発生器において、
前記光ファイバの長手方向の座標 z における正常分散の分散値 $D(z)$ は、予め定められた光ファイバにおける正常分散の大きさの減少の比率に基づき、次式で表される又は次式で近似される二次関数型光パルス発生器。

【数 2】

$$D(z) = \frac{1}{1 + \Gamma z}$$

10

【請求項 15】

請求項 9 乃至 14 のいずれかに記載の二次関数型光パルス発生器と、
得られた二次関数型光パルスの線形チャープに対する逆チャープをもつ異常分散媒質とを備え、

前記光パルス発生器により得られた二次関数型光パルスを前記異常分散媒質を通過させることによって該パルスの線形チャープを補償し、入力パルスよりも短い時間幅のパルスを発生させる光パルス圧縮器。

20

【請求項 16】

請求項 15 に記載の光パルス圧縮器において、

前記異常分散媒質は、 $1.3 \mu\text{m}$ の波長帯域付近に零分散が存在する単一モード光ファイバ、または、回折格子又はファイバグレーティングを含む異常分散をもつデバイスが用いられる光パルス圧縮器。

【発明の詳細な説明】

【技術分野】

【0001】

30

本発明は、光パルス発生方法および光パルス圧縮方法、光パルス発生器および光パルス圧縮器に係り、特に、光通信波長帯において高品質、高効率な光パルス圧縮を実現するために必要な、広帯域な線形チャープをもつ光パルスの発生を可能にする、二次関数で表される光パルス発生方法およびそれを用いた光パルス圧縮方法、光パルス発生器および光パルス圧縮器に関するものである。

【背景技術】

【0002】

よく知られているように、広帯域な線形チャープをもつパルスを発生する方法として、正常分散を有する光ファイバ中にある強度の光パルスを入射させ、その非線形波動伝搬を利用する方法がある。さらにこのような広帯域線形チャープパルスを逆分散媒質を通過させることによってチャープ補償することで、パルス圧縮を実現することができる。逆分散媒質として例えば回折格子対を用いて人工的に作り出すことのできる異常分散を用いて矩形パルスの線形チャープを補償することによってパルスを圧縮する方法は、可視光領域での高出力超短パルスの発生に広く用いられている（例えば、非特許文献 1、2 を参照）。しかし、正常分散ファイバ中を高強度パルスが伝搬すると、パルスの裾野に振動成分が発生することが知られており、逆分散媒質によってチャープを補償しパルス圧縮を行なう際に圧縮率を制限する要因となる。また、これらの振動成分は圧縮後のパルスの裾野にペダスタルとして残り、圧縮パルスの品質を劣化させてしまう。このようにパルスの裾野に振動成分が発生する現象はオプティカル・ウェーブ・ブレイキング (optical wave breaking) と呼ばれている。

40

50

【 0 0 0 3 】

一方、利得をもつ光ファイバ中の正常分散と非線形光学効果とを利用して、パルス全体にわたって線形にチャープした二次関数型（放物型）光パルスを発生することができることが知られている。正常分散ファイバにおける光増幅によって二次関数型光パルスを生成できることは1993年にAndersonらによって最初に理論的に示された（例えば、非特許文献3を参照）。またFermannらは、利得をもつ正常分散ファイバ中で、任意の形状の入力パルスから二次関数型光パルスが生成されることを理論的に示し、イッテルビウム（Yb）を添加したファイバ中での光増幅を用いた実験により解析結果の検証を行なっている（例えば、非特許文献4を参照）。またTamuraとNakazawaはこの方法を実際にパルス圧縮に適用し、エルビウム（Er）添加ファイバによる光増幅を用いて生成した二次関数型光パルスの線形チャープを補償することによって、パルス幅350fsの光パルスを77fsに圧縮することに成功している（例えば、非特許文献5を参照）。この正常分散媒質を用いる方法では、パルスの形状が放物型であることから、パルス波形にoptical wave breakingが発生しないということが大きな特徴である。

10

【 0 0 0 4 】

【非特許文献1】E.Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," IEEE J. Quantum Electron., Vol.QE-5, pp.454-458, 1969.

【非特許文献2】W.J.Tomlinson, R.J.Stolen, and C.V.Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," J. Opt. Soc. Am. B, Vol.1, pp.139-149, 1984.

20

【非特許文献3】D.Anderson, M.Desaix, M.Karlsson, M.Lisak, and M.L.Quiroga-Teixeiro, "Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers," J. Opt. Soc. Am. B Vol.10, pp.1185-1190, 1993.

【非特許文献4】M.E.Fermann, V.I.Kruglov, B.C.Thomsen, J.M.Dudley, and J.D.Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers," Phys. Rev. Lett. Vol.84, pp.6010-6013, 2000.

【非特許文献5】K.Tamura and M.Nakazawa, "Pulse compression by nonlinear pulse evolution with reduced optical wave breaking in erbium-doped fiber amplifiers," Opt. Lett. Vol.21, pp.68-70, 1996.

30

【発明の開示】

【発明が解決しようとする課題】

【 0 0 0 5 】

正常分散ファイバを用いた従来の光パルス圧縮方法（例えば、非特許文献1、2に記載の方法）では、大きな圧縮率を得るために、非線形光学効果によって強いチャープを光パルスに与える必要がある。しかし超高速光通信に用いられる高繰り返し周波数（10～40GHz）の光パルス列においては通常では各パルスのピークパワーが小さいため、パルスに強いチャープを与えることができない。そのため、この方法は光通信用光源の光パルス列の圧縮にはあまり適さない。

【 0 0 0 6 】

40

一方、従来の二次関数型光パルスの発生方法（例えば、非特許文献3～5に記載の方法）では、正常分散ファイバ中において光パルスの増幅を行なうことから、励起光を必要とする能動的な方法でしか実現されていない。この方法では、光増幅において発生する自然放出光が雑音として光パルスに重畳されるため、被圧縮信号のSN比が劣化してしまい、高品質なパルスを得ることができない。さらに、パルス幅の短い、すなわち帯域幅の広い二次関数型光パルスを生成するためには、パルスの帯域全体にわたって利得を一定に保つための広帯域化が重要な課題となる。

【 0 0 0 7 】

そこで本発明ではこれらの問題を解決するために、光ファイバの正常分散値の大きさを伝搬方向に減少させることによってその中を伝搬する光パルスに等価的に光利得を与える

50

ことで、二次関数型光パルス簡単な構成で発生する方法およびその圧縮方法、光パルス発生器及び圧縮器を提供することを目的とする。また、本発明では、自然放出光雑音が存在しないために高いSN比を有するパルス圧縮を可能とすることを目的とする。さらに、本発明は、質の良い超短パルスの発生を可能とすることを目的とする。

【課題を解決するための手段】

【0008】

本発明のひとつの特徴は、正常分散を有する光ファイバにおいてその分散値の絶対値を長手方向に減少させることによって該光ファイバ内を伝搬する非線形光パルスに等価的に光増幅効果を形成することにより、形状が放物型で広帯域にわたって線形なチャープをもつ光パルスを発生する二次関数型光パルス発生方法及び装置である。

10

【0009】

また、本発明は、上記の二次関数光パルス発生方法及び装置において、分散値の絶対値が長手方向に減少する光ファイバを、分散値が一定な、あるいは長手方向に線形に変化する複数種類のファイバを複数縦続接続することにより分散値の変化を区間ごとに離散的に近似することで実現することもできる。

【0010】

また、本発明は、上記の二次関数型光パルス発生方法及び装置において、あらゆる形状をもつ入力光パルスに対して、該光パルスのエネルギーの値で一意に決まる放物線形状かつ線形チャープをもつ光パルスが出力で得られることも特徴のひとつである。

【0011】

また、本発明の他の特徴は、上記の二次関数型光パルス発生方法及び装置において得られた二次関数型の線形チャープ光パルスを逆チャープを与える異常分散媒質を通過させることによって補償し、入力パルスよりも短い時間幅のパルスを発生させる光パルス圧縮方法及び装置である。

20

【発明の効果】

【0012】

本発明の二次関数型光パルス発生方法及び装置においては、ファイバで光パルスに均一な利得を与えるための励起光源や利得平坦化を必要とせず、分散値の大きさが長手方向に減少する正常分散減少ファイバを用いて二次関数型光パルスの発生を容易に実現することができる。また正常分散ファイバ中の光増幅を利用しないため、自然放出光雑音による劣化のない高SNの二次関数型光パルスを得ることができる。また本発明によって得られる高SN二次関数型光パルスがもつ広帯域線形チャープは効率的なパルス圧縮を行なううえで特に有効であり、超高速時分割多重光通信の信号光源や超高速計測におけるサンプリングパルスの生成に重要な役割を果たす。

30

【発明を実施するための最良の形態】

【0013】

1. 装置構成

以下、本発明の実施の形態を図面を用いて詳細に説明する。

図1は、光パルス発生器及び光パルス圧縮器の構成ならびに各部における光パルスの時間波形の概略を示す模式図である。光パルス発生器10は、光パルス送信器1と、光増幅器2と、正常分散減少ファイバ3を備える。また、光パルス圧縮器20は、光パルス発生器10と、さらに異常分散ファイバ4とを備える。

40

【0014】

光パルス送信器1は、例えばモード同期ファイバレーザやモード同期半導体レーザを用いることができる。光通信波長帯での利用を念頭に置くと、特に適した波長としては1.5 μ m帯が挙げられる。発生される光パルスの波長及び波形などは、これに限らず任意のものを用いることができる。光増幅器2は、正常分散減少ファイバにおいて非線形光学効果(自己位相変調効果)を生じさせるために用いる。なお、光増幅器2からの出力は非線形パルスである。ここで、非線形光パルスとは、例えば、正常分散減少ファイバ3で非線形光学効果を得るために必要なパワーを持つ光パルスを指す。

50

【 0 0 1 5 】

正常分散減少ファイバ3は、正常分散値をもち分散値の大きさが長手方向に減少している光ファイバである。なお、本実施の形態において、また一般に、「分散値の大きさが減少する」とは、分散値の絶対値が減少していることをいい、このような正常分散ファイバを、正常分散減少ファイバと呼ぶ。正常分散減少ファイバ3は、例えば、石英ガラスを材料とする通常の光ファイバにおいて、コア径を長手方向に連続的に変化させることで実現できる。具体的には、例えば、製造時にファイバを線引きする過程において、線引きの速度を変えることでコア径を変化させることで実現可能である。また、正常分散減少ファイバ3は、後述するように分散値が一定である、あるいは長手方向に線形に変化する何種類かのファイバを縦続接続することにより該ファイバの分散値の連続的な減少を離散的に近似してもよい。

10

【 0 0 1 6 】

異常分散ファイバ4は、正常分散減少ファイバ3の出力で得られる二次関数型光パルスの線形チャープを補償しパルス圧縮を行なうために用いられる。異常分散光ファイバの具体例としては、1.3 μmの波長帯域付近に零分散が存在する単一モード光ファイバが挙げられる。また、異常分散をもつ光ファイバの代わりに、回折格子対やファイバブラッググレーティングのように人工的に異常分散を作り出すことができる分散媒質を用いてもよい。

【 0 0 1 7 】

なお、本実施の形態では、ひとつのパルスについて説明しているが、複数個のパルスで構成されるパルス列を発生しても同様である。また、本実施の形態では、必要なパワーを得るために従来技術と同様に光増幅器2が備えられているが、従来技術では、図1の「正常分散減少ファイバ3」が、正常分散ファイバ増幅器に置き換わるため、従来技術のほうが余分に増幅する分だけSN比が大きく劣化する。

20

【 0 0 1 8 】

2. 二次関数型光パルスの発生

ここで、本実施の形態の構成で二次関数型光パルスがどのように発生するかを詳しく説明する。

【 0 0 1 9 】

正常分散減少ファイバ3中の光パルスの伝搬は、パルスのゆっくり変化する電界包絡線振幅を $q(z, t)$ (t は時間、 z は光ファイバの長手方向の位置(座標)を表す)とすると、よく知られているように次の非線形シュレディンガー方程式で記述される。

30

【 0 0 2 0 】

【数1】

$$i \frac{\partial q}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} D(z) \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \gamma |q|^2 q = 0 \quad (1)$$

【 0 0 2 1 】

ただし $D(z)$ は正常分散減少ファイバ3の長手方向に沿った分散値の変化を表す関数であり、入射端($z=0$)での関数値は $D(z)=1$ であるとする。分散値が $D(0)=1$ というのは、関数 $D(z)$ を $z=0$ での値(例えば、図2に示す光ファイバの例では約-4 ps/nm/km)で全て規格化しているという意味である。また、 β_2 は $z=0$ での正常分散減少ファイバ3の分散値、 γ は正常分散減少ファイバ3の非線形係数である。

40

ここで関数 $D(z)$ を距離とともに減少するように

【 0 0 2 2 】

【数 2】

$$D(z) = \frac{1}{1 + \Gamma z} \quad (2)$$

【0023】

という形を選び、この $D(z)$ を用いて変数変換

【0024】

【数 3】

$$\xi = \int_0^z D(z') dz' \quad (3)$$

10

【0025】

を導入する。ここで Γ は正常分散の大きさの減少の比率を表す。またここでもとの座標 z と新しい座標 ξ とは

【0026】

【数 4】

$$z = \frac{1}{\Gamma} (\exp(\Gamma \xi) - 1) \quad (4)$$

20

【0027】

で関係づけられ、 D は ξ に関して

【0028】

【数 5】

$$D(\xi) = \exp(-\Gamma \xi) \quad (5)$$

30

【0029】

という形で表される。式 (3)、(5) を用いると、式 (1) は以下のように書くことができる。

【0030】

【数 6】

$$i \frac{\partial q}{\partial \xi} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \gamma \exp(\Gamma \xi) |q|^2 q = 0 \quad (6)$$

40

【0031】

すなわち分散値が長手方向に減少するとき、新しい座標 ξ に関しては非線形係数が距離とともに増加していることと等価であることに注意する。すなわち、式 (6) において、 $|q|^2 q$ の項の係数 $\exp(\Gamma \xi)$ が非線形係数であり、係数が ξ に関して指数関数的に増大している。さらに電界振幅 $q(\xi, t)$ を

【0032】

【数7】

$$u(\xi, t) = \frac{q(\xi, t)}{\sqrt{D(\xi)}} \quad (7)$$

【0033】

に変換すると、式(6)は

【0034】

【数8】

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma |u|^2 u = i \frac{\Gamma}{2} u \quad (8)$$

10

【0035】

となる。したがって、座標 (ξ, t) において波動 $u(\xi, t)$ の伝搬の様子を見ると、式(8)は、非特許文献4で示されるように光ファイバ増幅器を用いて二次関数型光パルスを発生させる場合の方程式と同様であり、分散が式(2)で減少するように設定された場合には電界振幅 $u(\xi, t)$ を利得 $\Gamma/2$ によって無雑音増幅していることと等価であることがわかる。これにより正常分散媒質中での光増幅と同じ効果が期待できる。すなわち、式(8)において、右辺にある $\Gamma/2$ が利得を表し、これは実際に増幅をしているということではなく、等価的に増幅効果を与えていることを示す。したがって、実際にはこの等価的な増幅には雑音が伴わないため、無雑音増幅と表現している。

20

【0036】

さて、非特許文献4によれば、式(8)は以下のような放物型の波形を有する漸近解をもつ。

【0037】

【数9】

$$u(\xi, t) = \begin{cases} A_0(\xi) \sqrt{1 - \left[\frac{t}{T_0(\xi)} \right]^2} \exp[i\phi(\xi, t)], & |t| \leq T_0(\xi) \\ 0, & |t| > T_0(\xi) \end{cases} \quad (9)$$

30

【0038】

ここで $A_0(\xi)$ 、 $T_0(\xi)$ 、 $\phi(\xi, t)$ は以下で与えられる。

【0039】

【数10】

$$\begin{aligned} A_0(\xi) &= 0.5(\Gamma E_0)^{1/3} \left(\frac{\gamma \beta_2}{2} \right)^{-1/6} \exp(\Gamma \xi / 3) \\ T_0(\xi) &= 3\Gamma^{-2/3} \left(\frac{\gamma \beta_2}{2} \right)^{1/3} E_0^{1/3} \exp(\Gamma \xi / 3) \\ \phi(\xi, t) &= \phi_0 + 3 \frac{\gamma}{2\Gamma} A_0^2(\xi) - \frac{\Gamma}{6\beta_2} t^2 \end{aligned} \quad (10)$$

40

50

【0040】

ただしここで E_0 はパルスのエネルギーであり、 τ_0 は定数である。また、式(9)は振幅についての式であり、強度(パワー)は振幅の絶対値を2乗したものであるから、波動 $u(z, t)$ の強度は t に関する二次関数で表現される。

【0041】

また、この式からパルスのチャープは

【0042】

【数11】

$$c(\xi) = -\frac{\partial\phi(\xi, t)}{\partial t} = -\frac{\Gamma}{3\beta_2}t \quad (11) \quad 10$$

【0043】

で与えられ、パルスが完全な線形チャープ(時間の1次関数)をもつことがわかる。

【0044】

また、式(9)の $u(z, t)$ を z に座標変換し、 $u(z, t)$ を $q(z, t)$ で表現すると、ファイバを長さ z 伝搬後の波形を示す次式が得られる。

【0045】

【数12】

$$q(z, t) = \begin{cases} \sqrt{P(z)} \sqrt{1 - \left[\frac{t}{\tau(z)} \right]^2} \exp[i\phi(z, t)], & |t| \leq \tau(z) \\ 0, & |t| > \tau(z) \end{cases} \quad (12) \quad 20$$

【0046】

ここで、 $P(z)$ 、 $\tau(z)$ 、 $\phi(z, t)$ は以下で与えられる。

【0047】

【数13】

$$P(z) = \frac{E_0^{2/3}}{4} \left(\frac{2\Gamma^2}{\gamma\beta_2(1+\Gamma z)} \right)^{1/3}$$

$$\tau(z) = 3E_0^{1/3} \left(\frac{\gamma\beta_2(1+\Gamma z)}{2\Gamma^2} \right)^{1/3} \quad (13) \quad 30$$

$$\phi(z, t) = -\frac{\Gamma}{6\beta_2}t^2 + \gamma \int_0^z P(z'') dz'' \quad 40$$

【0048】

さらに、式(13)より、パルスのチャープは次式で与えられる。

【0049】

【数 1 4】

$$c(z) = -\frac{\partial\phi(z,t)}{\partial t} = -\frac{\Gamma}{3\beta_2}t \quad (14)$$

【0050】

式(12)～(14)から、 $q(z, t)$ についても上述と同様に、強度は二次関数で表現され、パルスは完全な線形チャープをもつことがわかる。

【0051】

さらに、伝搬波形は任意の入力波形に対して常に式(9)及び式(12)の形に漸近する。漸近解を特徴づけるパラメータは入力波形のエネルギー E_0 であり、 E_0 から式(9)中のパラメータ A_0 、 T_0 、及び、式(12)の $P(z)$ 、 $t(z)$ 、 $f(z, t)$ が全て一意に求まる。言い換えれば E_0 が与えられると漸近解は一意に決まる。なお、入力パルスが式(9)及び式(12)で与えられる二次関数型光パルス形状へ収束するのに要する伝搬距離は入力パルスの形状に依存するが、入力波形の全てのエネルギーが二次関数型光パルスの形成に寄与し、収束に際し分散波が生じないという特徴がある。このことはきれいなパルス発生および圧縮にとって非常に重要である。

【0052】

式(1)～(8)で見てきたように、二次関数で表される光パルスを発生させるためには、ファイバの分散値が長手方向に減少していることが重要である。すなわち、式(2)に従って分散値が変化する正常分散減少ファイバを用いることによって、ファイバに利得を与えるための励起光源や利得を帯域内で一定に保つための制御を必要とせずに、二次関数型光パルスを容易に生成することができるということが、本発明の重要なポイントのひとつである。また、正常分散ファイバ中で光増幅を必要としないため、光増幅の過程で発生する自然放光雑音によるSN比の劣化のない高品質な二次関数型光パルスを得ることができる。

【0053】

3. 数値計算例

次に、上記実施形態による二次関数型光パルスの発生の数値計算の一例を示す。以下では入力パルス(ガウス型)の半値全幅を 1 ps とし、 $z=0$ での分散値を $-3.92\text{ ps}^2/\text{nm}/\text{km}$ ($\beta_2 = 5\text{ ps}^2/\text{km}$)とする。このとき $z=0$ での分散値で定義される分散距離は $z_0 = 72\text{ m}$ である。また正常分散減少ファイバの実効コア断面積を $28\text{ }\mu\text{m}^2$ 、非線形係数を $3.33\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$ とする。

【0054】

図2に、 $\beta_2 = 6.0/z_0$ ($= 0.083\text{ m}^{-1}$)のときの正常分散減少ファイバ3の長手方向の分散値の変化を示す。これは式(2)に従って変化する関数である。

【0055】

また、図3に、エネルギー 40 pJ のガウス型パルスを図2のように分散値が変化する正常分散減少ファイバに入力したときのパルスの伝搬の様子を示す。ここで実線は式(1)を直接計算して得られる数値解であり、破線は式(13)および(14)から得られる解析解である。ファイバを伝搬するに伴い、波形が解析解に漸近している様子がわかる。

【0056】

図4は、正常分散減少ファイバ伝搬後のパルスを示す図である。正常分散減少ファイバを長さ $15z_0$ ($= 1080\text{ m}$)伝搬後の出力パルス波形(左軸)および周波数チャープ(右軸)を図4(a)に実線で示す。点線は式(13)および(14)から得られる解析解である。この図から、パルスの中心と裾野とで曲率がわずかに異なるものの時間波形全体にわたって放物型の波形ならびに線形チャープが得られていることがわかる。出力スペクトルを同図(b)に示す。なお、図中の楕円と矢印の記号は、左側はパワー、右側はチャープのグラフであることをそれぞれ示すためのものである。

10

20

30

40

50

【 0 0 5 7 】

図 5 に、図 4 (a) のようにして得られた二次関数型光パルスのチャープを異常分散ファイバ 4 で補償することによってパルス圧縮を行なった計算結果を示す。細線は正常分散減少ファイバ 3 入射前の入力パルス波形、破線は図 4 (a) に示す正常分散減少ファイバ 3 から出力された二次関数型光パルスの時間波形、実線は異常分散ファイバ 4 通過後の出力パルス波形である。また、同図で (a) は各波形を線形表示したもの、(b) は対数表示したものである。

【 0 0 5 8 】

チャープ補償前の二次関数型光パルスのパルス幅は 6.52 ps 、その時間帯域幅積 (T B P) は 47.8 である。またここでトランスフォームリミット (チャープがない) としたときの該パルスの T B P は 0.664 である。圧縮後のパルス幅は 0.100 ps 、T B P は 0.733 、入力パルス幅と出力パルス幅との比で与えられる圧縮率は 10.0 であった。なお圧縮に必要な異常分散の大きさは $0.117 \text{ ps} / \text{nm}$ であった。

10

【 0 0 5 9 】

異常分散として例えば分散値が $16.5 \text{ ps} / \text{nm} / \text{km}$ の単一モードファイバを用いると、必要なファイバ長は 7.09 m である。圧縮後の T B P が理想的な T B P (0.664) に比べてわずかに大きい理由は、図 4 (a) に見られるように二次関数型光パルスのチャープが完全に線形ではないことによる。また図 4 (b) に見られるように二次関数型光パルスのスペクトルは台形上に広がっているため、図 5 (b) に示す圧縮後のパルスは sinc 関数状のペDESTAL を有する。しかしこの図において第 1 ペDESTAL はパルスのピークに比べて -18 dB 以下の小さなものであり効率的な圧縮ができているといえる。

20

【 0 0 6 0 】

4. 複数のファイバを縦続接続した場合の数値計算例

次に、式 (2) で与えられる分散値の連続的な変化を、長手方向に分散値が線形に変化するファイバによって近似した正常分散減少ファイバを用いて、上と同じ計算を行なった結果を示す。

【 0 0 6 1 】

図 6 は、複数のファイバを縦続接続して分散値の変化を近似した場合の分散を示す図である。図 2 に示した $= 6.0 / z_0$ ($= 0.083 \text{ m}^{-1}$) のときの正常分散減少ファイバ 3 の分散値の連続的な変化を、分散値が線形に変化する三種類のファイバを縦続接続することによって最小二乗近似して得られたファイバの分散値の変化を図 6 (a) に、二種類のファイバで離散的に近似したものを同図 (b) に示す。なお、破線は図 2 に示す理想的な分散値の変化を表す。本実施の形態では、二種類又は三種類の光ファイバを接続しているが、これに限らず適宜の複数種類の光ファイバを接続して用いることができる。光ファイバの接続には周知の方法、手段を適宜用いることができる。

30

【 0 0 6 2 】

図 7 に、エネルギー 40 pJ 、パルス幅 1 ps のガウス型パルスを図 6 のように分散値が変化する正常分散減少ファイバに入力したときの出力パルス波形 (左軸) および周波数チャープ (右軸) を示す。同図 (a) および (b) は、それぞれ図 6 (a) および図 6 (b) に示す分散特性を有する正常分散減少ファイバ 3 に対する結果である。同図で破線は図 2 に示す分散特性を有する理想的な正常分散減少ファイバを用いて得られる二次関数型光パルスの波形および周波数チャープ (すなわち図 4 (a) および (b)) を表す。二次関数型光パルスのパルス幅、T B P、およびトランスフォームリミット (チャープがない) としたときの該パルスの T B P はそれぞれ 6.47 ps 、 47.77 、 0.662 (図 7 (a))、および 6.33 ps 、 44.66 、 0.638 (図 7 (b)) である。

40

【 0 0 6 3 】

またこれらの二次関数型光パルスのチャープを異常分散ファイバで補償することによってパルス圧縮を行なった結果、圧縮後のパルス幅、T B P、および圧縮率は、三種類のファイバ (図 6 (a) に示すファイバ) を用いたときはそれぞれ 0.102 ps 、 0.75

50

2、9.80、二種類のファイバ（図6（b）に示すファイバ）を用いたときはそれぞれ0.104 ps、0.736、9.62であった。なお圧縮に必要な異常分散の大きさはそれぞれ0.119 ps/nmおよび0.125 ps/nmであった。いずれの場合においても1 psから0.1 ps程度まで約10倍のパルス圧縮が効率よく行なわれていることがわかる。異常分散として分散値が16.5 ps/nm/kmの単一モードファイバを用いると、必要なファイバ長はそれぞれ7.21 m、7.58 mである。

【0064】

これらの結果より、直線で最小二乗近似された正常分散減少ファイバでもほぼ理想的な特性が得られていることがわかる。分散値の近似を粗くすることで圧縮率が劣化しているのは、図7からわかるように、近似が粗いことで周波数チャープの線形からのずれが大きくなり、線形チャープ帯域が狭くなるためである。複数本の正常分散ファイバを組み合わせることは簡便な方法であり、本実施の形態は、本ファイバ作製上からも大きなメリットがある。

【産業上の利用可能性】

【0065】

本発明は、光通信波長帯において、高品質、高効率な光パルス圧縮を実現するために必要な、広帯域な線形チャープをもつ光パルスの発生が可能であり、超高速時分割多重光通信の信号光源や超高速計測におけるサンプリングパルス、光スイッチング用制御光パルスとして重要な役割を果たす。

【図面の簡単な説明】

【0066】

【図1】本発明の二次関数で表される光パルスの発生方法およびそれを用いた光パルス圧縮方法の構成ならびに各部における光パルスの時間波形の概略を示す模式図である。

【図2】図1中の正常分散減少ファイバ3の長手方向の分散値の変化を示す図である。

【図3】図2のように分散値が減少する正常分散減少ファイバにおけるパルスの伝搬の様子を示す図である。実線は式（1）から直接得られる数値解を、破線は式（13）および（14）で与えられる解析解を表す。

【図4】図2のように分散値が減少する正常分散減少ファイバを1080 m伝搬後の時間波形および周波数チャープ（a）、ならびに周波数スペクトル（b）を示す図である。同図（a）で、実線は式（1）から直接得られる数値解を、破線は式（13）および（14）で与えられる解析解を表す。

【図5】二次関数型光パルスを異常分散ファイバに入射しパルス圧縮した後の波形を示す図である。細線は分散減少ファイバ入射前の入力パルス波形、破線は図4（a）に示す二次関数型光パルスの時間波形である。同図で（a）は各波形を線形表示したもの、（b）は対数表示したものである。

【図6】図2に示した正常分散減少ファイバの分散値の連続的な変化を、分散値が線形に変化する三種類（a）および二種類（b）のファイバを縦続接続することによって離散的に近似して得られたファイバの分散値の変化を示す図である。破線は図2に示す理想的な分散値の変化を表す。

【図7】図6のように分散値が減少する正常分散減少ファイバを1080 m伝搬後の時間波形ならびに周波数チャープを示す図である。同図で（a）および（b）はそれぞれ図6（a）および図6（b）に示す分散特性を有する分散減少ファイバに対する結果である。破線は図2に示す分散特性を有する理想的な正常分散減少ファイバを用いて得られる二次関数型光パルスの波形および周波数チャープ（すなわち図4（a）および（b））を表す。

【符号の説明】

【0067】

- 1 光パルス送信器
- 2 光増幅器
- 3 正常分散減少ファイバ

10

20

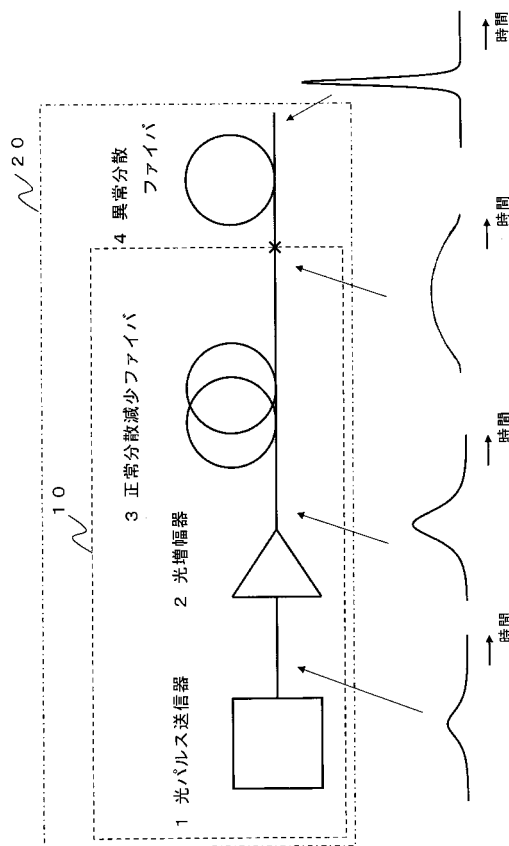
30

40

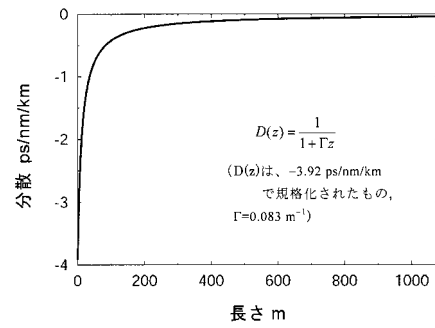
50

- 4 異常分散ファイバ
- 10 光パルス発生器
- 20 光パルス圧縮器

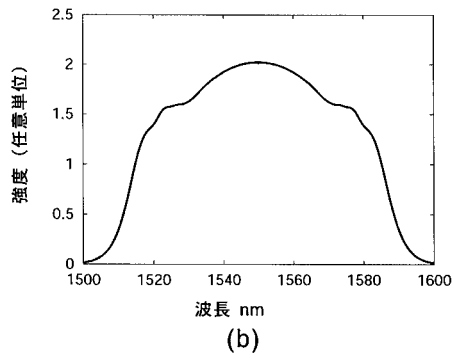
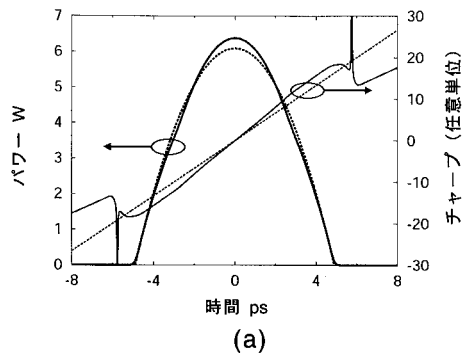
【図1】



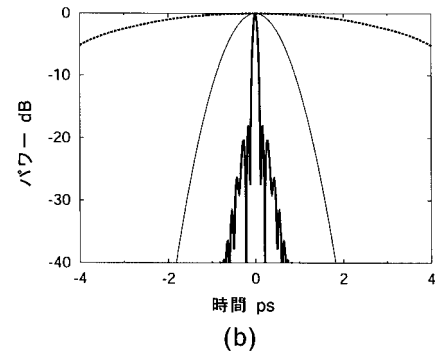
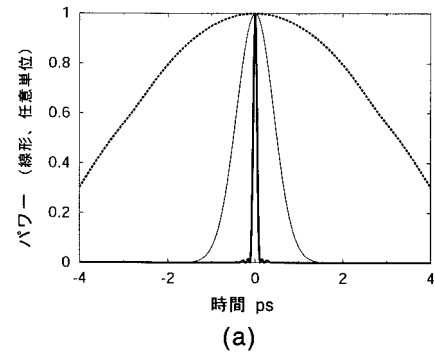
【図2】



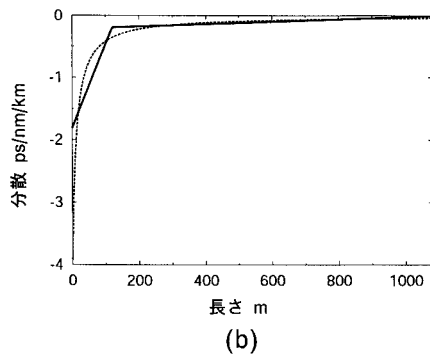
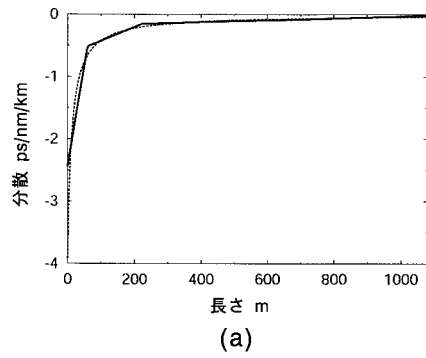
【 図 4 】



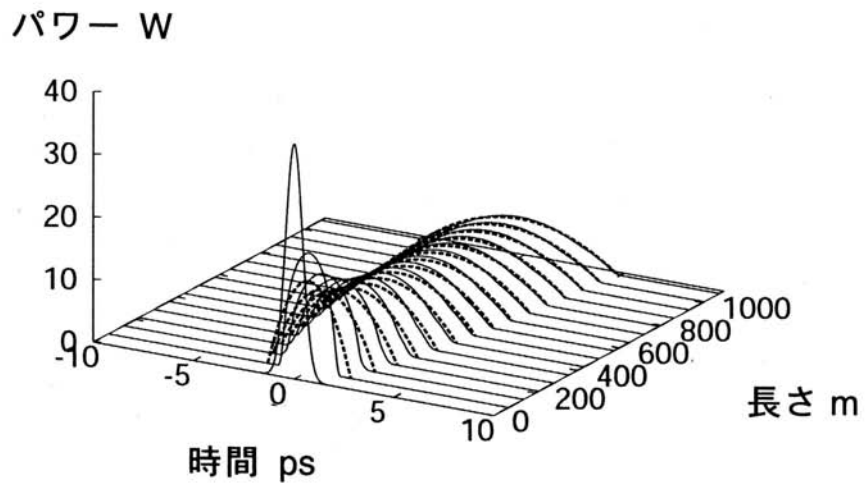
【 図 5 】



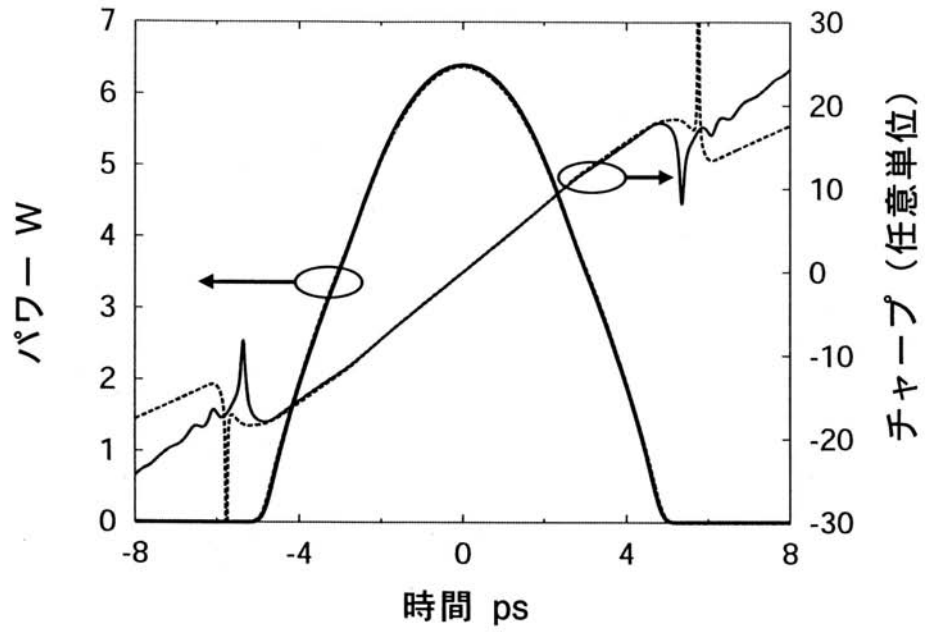
【 図 6 】



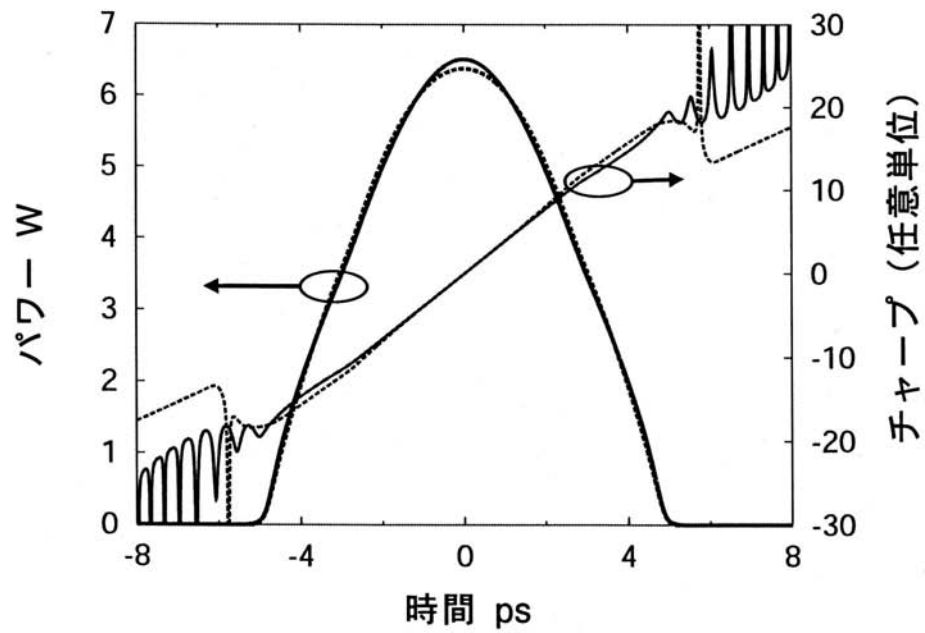
【図3】



【図7】



(a)



(b)

フロントページの続き

- (56)参考文献 M.E.Fermann, Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers, Physical Review Letters, 2000年 6月26日, volume 84, number 26, pp.6010-6013
アグラワール, 非線形ファイバー光学(原書第2版), 吉岡書店, 1997年 5月25日, 第258~262頁

(58)調査した分野(Int.Cl., DB名)

G 0 2 F 1 / 3 6 5
G 0 2 B 6 / 0 2