

光ソリトン伝送の基礎理論

松本 正行

大阪大学大学院工学研究科 通信工学専攻

〒565-0871 吹田市山田丘2-1

TEL: 06-879-7729, FAX: 06-879-7774, Email: matumoto@comm.eng.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

ファイバ中の光ソリトンは、ファイバのKerr非線形性と異常分散性のバランスによって作られる安定な光パルスであり、高速光ファイバ通信における情報のキャリアとして優れた性質をもつ¹。このことは、ファイバ中の光包絡線の振舞いを記述する非線形シュレディンガー方程式が、理想的な条件のもとで時間波形やスペクトル形状が伝送距離に依存しない定常パルス解（ソリトン解）をもつ、ということによって裏づけられる。また、ソリトンは非線形パルスであるにもかかわらず、中心波長が異なる複数のソリトンがすれちがいを起しても波形や中心波長が変化しない。このことは、ソリトン伝送方式が波長多重伝送にも適用できることを意味している。

しかしながら、実際の伝送路は光ソリトン伝送にとって理想的なものではなく、さまざまな原因によってソリトンが擾乱を受ける。例えば、ファイバの損失を補うために伝送路に挿入される光増幅器から発生する雑音が生じたソリトンに重畳される。この雑音はソリトンの中心周波数をランダムに変調し、周波数の変化はファイバの分散性を介して、受信端におけるパルス到着時間ジッタをもたらす²。また、パルスの裾の重なりを介して隣接するソリトンが非線形相互作用を起し、パルスの周波数や時間位置が変化する³。さらに、周期的に増幅器が挿入された伝送系では、非線形性と分散性のバランスが完全には維持されないため、波形歪が生じたり、非ソリトン成分である分散波が発生してシステムの信号対雑音比が劣化する^{4,5}。ソリトンの原理的な利点を活かした長距離高速の光通信システムを実現するためには、これらの問題を解決する必要がある。

幸い、ソリトンの非線形性は、非線形システムならではの伝送制御技術の利用を可能にする^{6,7}。これまでに、スライディング周波数フィルタ⁸や同期振幅変調⁹などの制御を用いることによって、単一チャネル伝送および波長多重伝送の場合とも、伝送容量および伝送距離を大幅に拡大できることが明らかになっている。しかし、これらの伝送制御法は、中心波長が精度よく制御されたフィルタや、ソリトンパルス列からクロックを再生するための能動装置と変調器などを伝送路に周期的に挿入することを必要とするため、現在のところ、これらの技術を用いた実用的なソリトン伝送システムは実現されていない。

ところで、主にNRZ信号を用いた線形伝送系において、ファイバ内での四光波混合の発生による伝送特性劣化を防ぐ方法として、また、標準単一モード光ファイバで構成された伝送系をアップグレードするための方法として、分散補償技術が広く活用されている^{10,11}。最近、このような分散マネージメントを施した伝送系においても定常的な非線形RZパルス解が存在することが理論的に明らかになってきた¹²。また、このような分散マネージメント伝送系における光ソリトンが従来の均一な分散性をもつ伝送系における光ソリトンよりも優れた性質をもつことが実験的に検証されている¹³⁻¹⁸。分散マネージメント伝送系における光ソリトンを用いると、上に述べたような伝送制御技術に頼ることなく、伝送容量と伝送距離を増大することが期待できる。また、このような定常的なRZパルス解は、これまでのソリトン伝送の常識に反して伝送路の平均分散がゼロ分散あるいは正常分散の場合にも存在することが示されるなど、理論的にも興味深い¹⁹⁻²⁴。このような理由から、分散マネージメント伝送系における光ソリトンに関する研究が、最近、数多く報告されている。

本稿では、最初に、均一な分散性をもつファイバ伝送路における光ソリトンの基本的な特性と摂動解析の方法について述べたのち、群速度分散の符号が周期的に反転する分散マネージメント伝送路中の光ソリトンの特徴を紹介する。

2. 分散が一定のファイバ中の光ソリトン

2. 1 非線形シュレディンガー方程式のソリトン解

単一モード光ファイバ中の光波の伝搬の様子は、群速度分散とKerr非線形性だけが作用する理想的な条件のもとで、非線形シュレディンガー方程式

$$i\frac{\partial q}{\partial Z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = 0 \quad (1)$$

によって記述される¹。ただし、 T は基準時間 t_0 で規格化された時間、 Z は分散距離 $z_d = t_0^2 / |k''| = 2\pi c t_0^2 / (\lambda^2 D)$ で規格化された距離、 q は規格化された電界包絡線の振幅である。なお、光の電力は $P[W] = \lambda^3 A_{\text{eff}} D |q|^2 / (4\pi^2 c n_2 t_0^2)$ で与えられる。ただし、 $D[\text{s/m}^2]$ は群速度分散のパラメタ（ここでは $D > 0$ 、すなわち異常分散を想定している）、 $n_2[\text{m}^2/\text{W}]$ は非線形係数、 $A_{\text{eff}}[\text{m}^2]$ はファイバの等価断面積である。

非線形シュレディンガー方程式(1)の初期値問題は、任意の初期波形に対して逆散乱法を用いて解くことができ、十分な長さの距離を伝搬した後の解は

$$q_j(T, Z) = \eta_j \operatorname{sech}\left[\eta_j(T + \kappa_j Z - T_0)\right] \exp\left[-i\kappa_j T + \frac{i}{2}(\eta_j^2 - \kappa_j^2)Z - i\sigma_j\right] \quad (2)$$

という形のソリトンの集合で表わされる^{25, 26}。ここで、 η_j 、 κ_j 、 T_0 、および σ_j は、それぞれ、ソリトンの振幅（パルス幅の逆数）、周波数、時間位置、および位相を表わす定数であり、初期波形 $q_0(T) = q(T, Z=0)$ をポテンシャルとする2成分の固有値方程式

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_1}{dT} + i\zeta\psi_1 &= q_0\psi_2 \\ \frac{d\psi_2}{dT} - i\zeta\psi_2 &= -q_0^*\psi_1 \end{aligned} \quad (3)$$

の解（ただし、 $|T| \rightarrow \infty$ のときに $\psi_1, \psi_2 \rightarrow 0$ 、という境界条件を課す）から計算される²⁵。特に、ソリトンの振幅 η_j と周波数 κ_j は(3)の離散的な固有値の虚部と実部によって、 $\eta_j = 2\operatorname{Im}[\zeta_j]$ 、および、 $\kappa_j = 2\operatorname{Re}[\zeta_j]$ のように与えられ、逆散乱法の理論によってこれらの値は距離 Z によらない定数であることが保証される。

式(2)で与えられるソリトン解は、分散性（非線形性）の影響を受けているにもかかわらず、時間波形（スペクトル形状）が距離 Z によらず一定であり、このことが、長距離光ファイバ通信における信号形式としてソリトンが原理的に優れている理由である。

2. 2 ソリトンに対する摂動

実際の伝送系においては、群速度分散とKerr非線形性以外の様々な効果が光波伝搬に影響を及ぼすので、式(2)で表わされるような理想的な形のソリトンは存在しない。しかしながら、これらの付加的な効果の大きさが小さい場合は、ソリトンを非摂動解とする摂動法の考え方を用いて光波伝搬の様子を明らかにすることができる。そこで次に、非線形シュレディンガー方程式に

$$i \frac{\partial q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = iR \quad (4)$$

のような摂動項が付加された場合のソリトンの伝搬について考える。摂動 R の大きさが十分に小さい場合は、ソリトンは(2)の形

$$q(T, Z) = \eta \operatorname{sech}[\eta(T - \xi)] \exp[-i\kappa(T - \xi) - i\theta] \quad (5)$$

を保ち、この中に含まれるパラメタ η (振幅)、 κ (周波数)、 ξ (時間位置)、 θ (位相) が摂動の影響を受けて Z に依存して変化すると考えることができる。ソリトンに対する摂動法の代表的な手法である摂動逆散乱法を適用すると、これらのパラメタは

$$\frac{d\eta}{dZ} = \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re}[R e^{i\varphi}] \operatorname{sech} \tau d\tau \quad (6a)$$

$$\frac{d\kappa}{dZ} = - \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Im}[R e^{i\varphi}] \operatorname{sech} \tau \tanh \tau d\tau \quad (6b)$$

$$\frac{d\xi}{dZ} = -\kappa + \frac{1}{\eta^2} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re}[R e^{i\varphi}] \tau \operatorname{sech} \tau d\tau \quad (6c)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \kappa \frac{d\xi}{dZ} + \frac{1}{2} (\kappa^2 - \eta^2) - \frac{1}{\eta} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Im}[R e^{i\varphi}] \operatorname{sech} \tau (1 - \tau \tanh \tau) d\tau \quad (6d)$$

ただし、 $\tau = \eta(T - \xi)$ 、 $\varphi = \kappa(T - \xi) + \theta$ 、
のような式に従って変化することがわかる²⁷⁻²⁹。式(6a)-(6d)から、ソリトンと同位相で偶(奇)対称な摂動成分はソリトンの振幅(時間位置)を変化させ、また、ソリトンと位相が 90° ずれた偶(奇)対称な摂動成分はソリトンの位相(周波数)を変化させる効果をもつことがわかる。

2. 3 ゴードン・ハウス時間ジッタとその抑圧

式(6)の応用例として、伝送路に混入する増幅器雑音によるソリトンの時間ジッタの発生(ゴードン・ハウス効果)²と、フィルタおよび同期振幅変調器の挿入による時間ジッタ抑圧の問題を考える。この場合、式(4)における摂動項 R は

$$R = \beta \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} - \mu T^2 q + gq + S(T, Z) \quad (7)$$

のように書ける。ここで、第1項は中心周波数がキャリア周波数と一致する帯域通過フィルタの効果を表わし、第2項は $T = 0$ にピークをもつ振幅変調の効果を表わす。また、第3項はフィルタや振幅変調によるエネルギーの損失を補うために付加される余剰増幅の効果を示す。さらに、第4項は伝送路に混入する増幅器雑音である。増幅器が伝送路に十分に頻りに挿入され、各増幅器から互いに相関のない白色雑音が発生する場合、 $S(T, Z)$ の自己相関関数は

$$\langle S_r(T, Z) S_r(T', Z') \rangle = \langle S_i(T, Z) S_i(T', Z') \rangle = B \delta(T - T') \delta(Z - Z')$$

$$\langle S_r(T, Z) S_i(T', Z') \rangle = 0$$

ただし、 $S_r(T, Z) = \operatorname{Re}[S(T, Z)]$ 、 $S_i(T, Z) = \operatorname{Im}[S(T, Z)]$ 、 $B = \frac{\pi c h n_2 n_{sp} \alpha l_0^3}{A_{\text{eff}} \lambda^2 |k''|^2}$

で与えられる。ここで、 h はプランク定数、 n_{sp} は光増幅器の自然放出係数、 α はファイバの電力損失係数である。

式(7)を式(6a)-(6d)に代入すると、ソリトンパラメタの Z に対する変化を与える式が

$$\frac{d\eta}{dZ} = 2 \left[\left(g - \beta\kappa^2 - \mu\xi^2 \right) - \frac{\beta}{3}\eta^2 \right] \eta - \frac{\pi^2\mu}{6\eta} + S_\eta(Z) \quad (8a)$$

$$\frac{d\kappa}{dZ} = -\frac{4}{3}\beta\eta^2\kappa + S_\kappa(Z) \quad (8b)$$

$$\frac{d\xi}{dZ} = -\kappa - \frac{\pi^2\mu\xi}{3\eta^2} + S_\xi(Z) \quad (8c)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \kappa \frac{d\xi}{dZ} + \frac{1}{2}(\kappa^2 - \eta^2) + S_\theta(Z) \quad (8d)$$

のように導かれる³⁰。ただし、 $S_j(Z)$ ($j = \eta, \kappa, \xi, \theta$) は雑音がソリトンパラメタに及ぼす揺動を表わす確率過程であり、その自己相関関数が

$$\begin{aligned} \langle S_j(Z)S_j(Z') \rangle &= 2D_j\delta(Z-Z'), \quad j = \eta, \kappa, \xi, \theta \\ D_\eta &= \eta B, \quad D_\kappa = \frac{1}{3}\eta B, \quad D_\xi = \frac{\pi^2}{12\eta^3} B, \quad D_\theta = \left(1 + \frac{\pi^2}{12} \right) \frac{1}{3\eta} B \end{aligned}$$

で与えられる。ここで、式(8)から次のようなことがわかる。

- (1) フィルタはソリトンの周波数をフィルタの中心周波数 $\kappa = 0$ に安定化する作用をもつ。
(式(8b)右辺第1項)
- (2) フィルタはソリトンに対して等価的な利得飽和を与え、線形利得と協同してソリトンの振幅を安定化する。(式(8a)右辺第1項内の $g - \beta\eta^2/3$ の部分)
- (3) 振幅変調はソリトンの時間位置を変調のピーク $\xi = 0$ に安定化する作用をもつ。(式(8c)右辺第2項)

雑音による揺動がなく、フィルタおよび振幅変調の強さが

$$g = \beta/3 + \pi^2\mu/12, \quad g < 2\beta/3$$

を満足するとき、ソリトンパラメタは $\eta = 1, \kappa = 0, \xi = 0$ に安定化される。雑音の存在は安定点のまわりのソリトンパラメタの揺らぎをもたらす。式(8)をこの安定点のまわりで線形化した式を解き、ソリトンの時間位置の揺らぎの分散 $\langle \Delta\xi(Z)^2 \rangle$ を求めると、

$$\begin{aligned} \langle \Delta\xi(Z)^2 \rangle &= \frac{2D_\kappa}{(\pi^2\mu/3 - 4\beta/3)^2} \\ &\times \left\{ \frac{3}{8\beta} [1 - \exp(-8\beta Z/3)] - \frac{1}{2g} [1 - \exp(-4gZ)] + \frac{3}{2\pi^2\mu} [1 - \exp(-2\pi^2\mu Z/3)] \right\} \\ &+ \frac{3D_\xi}{\pi^2\mu} [1 - \exp(-2\pi^2\mu Z/3)] \end{aligned}$$

となる。なお、フィルタや振幅変調による制御を行わない場合 ($\beta = \mu = 0$) は、上式はオリジナルのゴードン・ハウス時間ジッタの式

$$\langle \Delta\xi(Z)^2 \rangle = \frac{2}{3}D_\kappa Z^3 + 2D_\xi Z$$

と一致する。

図1にフィルタや振幅変調による制御を加えた場合と加えない場合のソリトンの時間ジッタの計算例を示す。なお、ここでは、増幅器が分布的ではなく離散的に挿入されることによるペナルティ $F(G) = [(G-1)/\ln G]^2 / G$ を考慮に入れている³¹。図1から、フィルタによる制御を施すと時間ジッタの分散の距離に対する依存性はZの3乗から1乗に低減され、さらに、振幅変調による制御を加えると時間ジッタは距離によらず一定となることがわかる。

以上では、増幅器雑音によるソリトンパラメタの揺らぎの発生と、フィルタや同期振幅変調器の挿入による揺らぎの抑圧の解析例を示したが、他の擾乱がソリトン伝搬に及ぼす影響も同様の方法によって明らかにすることができる。このような解析的な取り扱いによって伝送特性をかなりの程度正確に予測でき、それをシステム的设计に役立てることができるという事は、ソリトン伝送方式の特徴であり利点でもある。

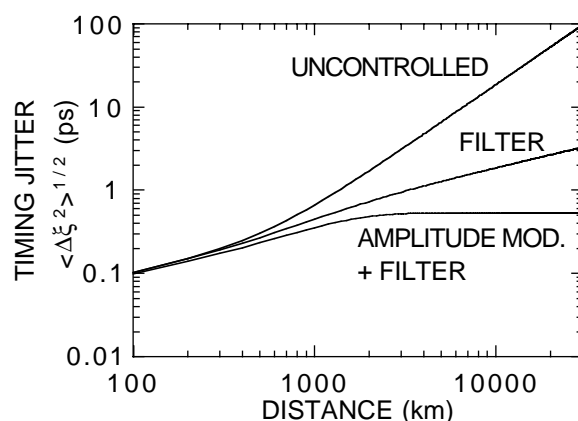


図1 ゴードン・ハウス時間ジッタの計算例

パルス幅 20ps、群速度分散 0.5 ps/nm/km、増幅器間隔 40 km、

ファイバ損失 0.25 dB/km、 $n_{sp} = 2$ 、 $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} [\text{m}^2/\text{W}]$ 、

(フィルタによる制御の場合 $\beta = 0.3$ 、 $\mu = 0$ 、同期振幅変調の場合 $\beta = 0.2$ 、 $\mu = 0.05$)

3. 分散マネージメント光ソリトン伝送

分散マネージメントの手法は、ファイバ内での四光波混合現象による伝送特性劣化を防ぐ方法として、また、標準単一モード光ファイバを用いた伝送系をアップグレードするための方法として有効であり、線形伝送系の性能を向上させるために広く活用されている。KDDのSuzukiらおよびEdagawaらはこのような分散補償の手法をソリトン伝送に適用すれば、従来問題となっていたゴードン・ハウス時間ジッタを低減できることを予想して実験を行い、特別な制御を用いなくても長距離のソリトン伝送が可能になることを示した^{13, 14}。また、Aston大学のSmithらは分散補償伝送系におけるRZ型の非線形周期定常解を数値シミュレーションによって見出し、その波形は通常のソリトンのsech型よりもむしろガウス型に近いことや、パルスのエネルギーが伝送路の平均分散値から計算されるソリトンのエネルギーよりも大きいことを明らかにした¹²。これらの報告が契機となって、分散マネージメント伝送系における光ソリトンに関する理論的および実験的な報告が数多くなされている。以下に、変分法を用いた分散マネージメント光ソリトンの近似解析法の概略と、分散マネージメント光ソリトンの基本的な特徴について述べる。

3. 1 変分法による解析

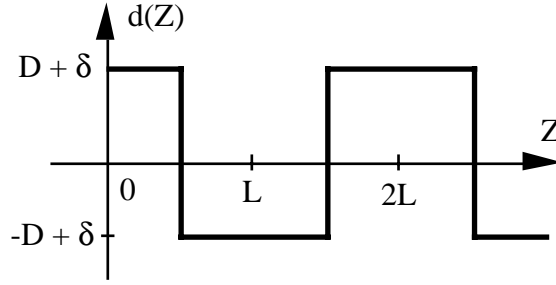


図2 分散マネージメント伝送路の例

図2に分散マネージメント伝送路の群速度分散分布の一例を示す。ここでは、同じ長さの異常分散ファイバ（分散値 $D + \delta$ ）と正常分散ファイバ（分散値 $-D + \delta$ ）が交互に接続された伝送路を想定する。ここで $2D$ は群速度分散の振れ幅、 δ は平均分散値であり、共に分散の基準値 D_0 で規格化されている。また、 $z_d = 2\pi c t_0^2 / (\lambda^2 D_0)$ で規格化された各ファイバ区間の長さを L とする。ただし、 t_0 は時間を規格化する際の基準値である。

このような伝送路を伝搬するパルスの振舞いは、平均分散が異常分散で、かつ $DL/\tau_s^2 \leq 1$ （ τ_s は t_0 で規格化されたパルス幅）が成り立つ場合はガイディングセンターソリトンの考え方をを用いることによって解析できる³²。しかしながら、分散マネージメントの効果が顕著に現われる $DL/\tau_s^2 \geq 1$ の場合は局所的に大きな分散によって大きな周波数チャープがパルスに誘起されるため、ガイディングセンターソリトンの理論を適用することができない。このような場合には、変分法に基づく近似解法を用いることによってパルス伝搬の様子を比較的に見通しよく解析することができる³³⁻³⁶。

変分法解析においては、分散の係数が Z に依存する非線形シュレディンガー方程式

$$i \frac{\partial q}{\partial Z} + \frac{d(Z)}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial T^2} + |q|^2 q = 0 \quad (9)$$

を直接解くかわりに、(9)と等価な極値問題

$$\delta \iint L_{\text{ag}} dT dZ = 0 \quad (10)$$

$$\text{ただし、} L_{\text{ag}} = \frac{i}{2} \left(q \frac{\partial q^*}{\partial Z} - q^* \frac{\partial q}{\partial Z} \right) - \frac{1}{2} |q|^4 + \frac{d(Z)}{2} \left| \frac{\partial q}{\partial T} \right|^2$$

を近似的に解く³⁷。つまり、パルス波形として、例えばガウス波形

$$q(T, Z) = A \exp \left[-(T - \xi)^2 / (2\tau^2) - ib(T - \xi)^2 - i\kappa(T - \xi) - i\theta \right] \quad (11)$$

を想定し、これを(10)に代入して $\iint L_{\text{ag}} dT dZ$ が極値をとる条件を求めると、 A （振幅）、 τ （パルス幅）、 b （チャープ係数）、 κ （周波数）、 ξ （時間位置）、 θ （位相）に関する方程式が

$$\frac{d\tau}{dZ} = -2d(Z)b\tau \quad (12a)$$

$$\frac{db}{dZ} = \frac{E_0}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\tau^3} - d(Z) \left(\frac{1}{2\tau^4} - 2b^2 \right) \quad (12b)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = -\frac{5}{4\sqrt{2}} \frac{E_0}{\tau} + \frac{d(Z)}{2\tau^2} \quad (12c)$$

$$A^2\tau = E_0 = \text{const.}, \quad \kappa = \kappa_0 = \text{const.}, \quad \xi = -\kappa_0 \int_0^Z d(Z')dZ' + \xi_0(\text{const.})$$

のように導かれる。そして(12a)と(12b)を連立させて解いて $\tau(Z)$ と $b(Z)$ を求め、($\theta(Z)$ は(12c)を従属的に解くことによって求まる)これらのパラメタを(11)に代入したものが非線形シュレディンガー方程式(9)の近似解となる。なお、式(12a)は、ファイバの分散性が例えば異常分散の場合($d > 0$)、パルスがアップチャープ(ダウンチャープ)をもっていれば、伝搬に伴ってパルス幅が狭まる(広がる)ことを示している。また、式(12b)の右辺第1項は、ファイバの非線形性はチャープ係数を常に正の方向に変化させる働きをもつことを示す。さらに、式(12b)の右辺第2項は、分散性を介するチャープ係数の変化を与えている。このように、式(12)はファイバ中のパルス伝搬の基本的な振る舞いを簡潔な形で表現している。

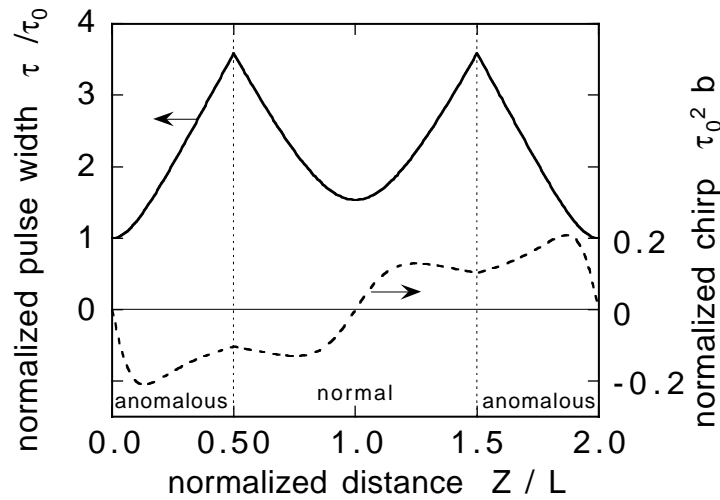


図3 分散マップ1周期内のパルス幅 τ とチャープ係数 b の変化
($DL/\tau_0^2 = 25/3$ 、無損失の場合)

ファイバの群速度分散 $d(Z)$ が図2に示すように周期的に変化する場合、その変化に応じてパルス幅やチャープ係数も変化する。そして、 A 、 τ 、 b の初期値が適切に選ばれた場合、式(12a)、(12b)の解が周期性、つまり $A(Z+2L) = A(Z)$ 、 $\tau(Z+2L) = \tau(Z)$ 、 $b(Z+2L) = b(Z)$ をもつ。このようなパルス解は、分散マップ内の決まった位置で観測すると、伝送距離によらずに波形が一定であり、分散マネージメントソリトン (dispersion-managed soliton) などと呼ばれる。分散マネージメントソリトンも通常のソリトンと同様に、ファイバの分散性の効果と非線形性の効果のバランス (ただし、平均的なバランス) によって作られる定常パルスである。図3に、分散マップの1周期内におけるパルス幅とチャープ係数の変化の例を示す。なお、図2に示すような2種類のファイバで構成された伝送路で、ファイバの損失を無視した場合は、各ファイバ区間の midpoint で無チャープとなりパルス幅が極小になる。

なおここでは、変分法による近似解析に基づいて分散マネージメントソリトンの性質を述べたが、厳密な数値シミュレーションの結果と変分法による近似解析結果は、定性的によく一致し、定量的にもほぼ一致することが確かめられている^{33,35}。

3. 2 パルスエネルギーの増大効果

分散マネージメントソリトンは周期性をもつので、分散マップ1周期内でのチャープ係数の変化量はゼロである。つまり、式(12b)より

$$b_{nl} + b_{disp} = 0 \quad (13)$$

$$\text{ただし、} \quad b_{nl} = E_0 / (2\sqrt{2}) \int_{a+n} (1/\tau^3) dZ \quad (14a)$$

$$b_{disp} = - \int_{a+n} d(Z) [1/(2\tau^4) - 2b^2] dZ \quad (14b)$$

が成り立つ。ただし、 $\int_{a+n} dZ$ は異常分散ファイバと正常分散ファイバからなる分散マップの1周期にわたる積分を意味する。非線形性によるチャープ係数の変化と分散性によるチャープ係数の変化が打ち消しあう条件(13)から、分散マネージメントソリトンのエネルギー $E_{DMS} = \sqrt{\pi} E_0 \delta$

$$E_{DMS} = \sqrt{2\pi} \left\{ D \left[\int_a (1/\tau^4 - 4b^2) dZ - \int_n (1/\tau^4 - 4b^2) dZ \right] + \delta \int_{a+n} (1/\tau^4 - 4b^2) dZ \right\} / \int_{a+n} (1/\tau^3) dZ \quad (15)$$

のように書き表される。ここで、 $\int_a dZ$ 、 $\int_n dZ$ は、分散マップの1周期のうち、それぞれ異常分散、正常分散区間にわたる積分を意味する。

このパルスエネルギーと、分散が δ で一定のファイバ中の通常のソリトン（パルス半値全幅は分散マネージメントソリトンの最小半値全幅に等しいとする）のエネルギー $E_s = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) \delta / (\sqrt{\ln 2} \tau_0)$ （ただし、 τ_0 は分散マネージメントソリトンの τ の最小値（異常分散ファイバ中点における τ の値））とを比較すると、分散の振れ幅 D が大きい場合、 $E_{DMS} \gg E_s$ となる。これは、分散マネージメントソリトンのパルス幅 τ は図3に示すように異常分散ファイバ内でのほうが正常分散ファイバ内での値より小さい値をとるが、この相違のために式(15)の分子第1項が大きい値をとるためである。

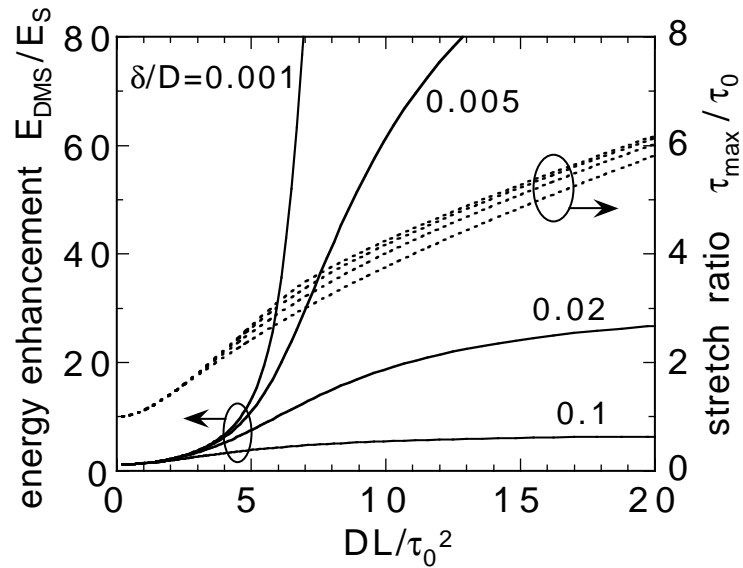


図4 分散マネージメントソリトンのエネルギー増大率とパルス幅伸長率
(パルス幅伸長率を示す4本の点線は、値が大きい順に、 $\delta/D = 0.001$ 、 0.005 、 0.02 、 0.1 の場合である)

図4に、エネルギーの比 E_{DMS}/E_S 、および分散マップ1周期の中でのパルス幅の最大値と最小値の比 τ_{max}/τ_0 (τ_{max} は2つのファイバ接続部での τ の値)を示す³⁸。分散マネジメントの強さ DL/τ_0^2 、および、分散の振れ幅 D と分散の平均値 δ の比 D/δ が大きい場合ほど、エネルギー増大率 E_{DMS}/E_S が大きくなることがわかる。

このように、定常状態におけるパルスエネルギーが大きいうことが、分散マネジメントソリトンの主要な利点である。つまり、このようなパルスを経距離ファイバ通信に用いると、光電力が大きいかかわらず非線形性による波形歪の小さい、高SN比を保った信号伝送が可能になる。また、増幅器雑音のパルスに及ぼす相対的な効果が小さくなるので、通常のソリトンよりもゴードン・ハウス時間ジッタが小さくなる。このことは、スライディング周波数フィルタや同期変調器などによるソリトン制御を用いることなく長距離の伝送システムを構成できることを示唆しており、実用化の際の大きな利点となる。図5に、毎秒20ギガビットの伝送速度を想定した伝送シミュレーション結果を示す³⁵。Qファクタは光検出器出力を電気フィルタを通した後の波形の1および0レベルの平均値と標準偏差から計算した。図5から、通常のソリトンよりも分散マネジメントソリトンのほうが、また、分散の振れ幅 D が大きいほうが、時間ジッタ、エネルギージッタともに小さくなることがわかる。しかしながら、分散の振れ幅 D を過度に大きくすると、図4にも示したように、エネルギー増大率が大きくなるものの、パルス幅の伸長の度合も大きくなるため、隣接するパルス間に大きな非線形相互作用が生じ、周波数ずれや波形歪が発生する³⁹⁻⁴¹。分散の振れ幅 D を大きく選び、分散マネジメントの効果を利用するためには、この問題を解決する必要がある。これまでに、適切な帯域幅のフィルタの挿入や、分散プロファイルの最適化(準ソリトンの利用)によって、分散マネジメントソリトン間の相互作用を低減できることが示されている⁴²⁻⁴⁴。

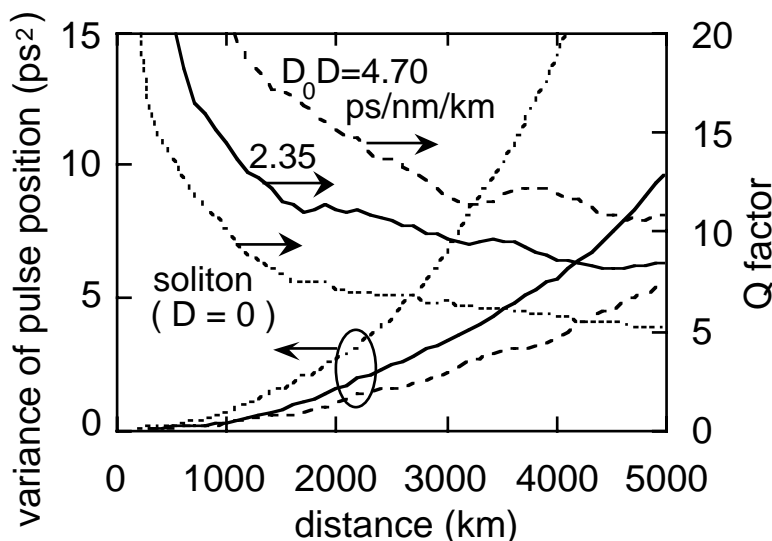


図5 分散マネジメントソリトンの時間ジッタとQファクタ
パルス幅12ps、平均分散 $D_0\delta = 0.094$ ps/nm/km、 $z_d L = 50$ km、
増幅器間隔100km、ファイバ損失 $\alpha = 0.22$ dB/km

3. 3 零平均分散伝送路における分散マネジメント光ソリトン

分散マネジメントソリトンが形成されるためには、分散性がパルスに誘起するチャープ

b_{disp} (14b)が、非線形性がパルスに誘起するチャープ b_{nl} (14a)を打ち消し、式(13)が成り立つ必要がある。 b_{nl} は常に正であるので、式(13)が成り立つためには b_{disp} が負でなければならない。そして、この条件は通常、分散値 $d(Z)$ のバス平均 δ が正、つまり異常分散の場合に満たされる。しかしながら、前節でも述べたように、異常分散ファイバ区間内でのパルス幅が正常分散ファイバ区間内でのパルス幅よりも小さく、その差が十分に大きいならば、 $\delta = 0$ または $\delta < 0$ でも $b_{\text{disp}} < 0$ となり、周期定常性をもつ分散マネージメントソリトンが形成され得る¹⁹⁻²⁴。このことは、図4において、平均分散 $\delta \rightarrow 0$ ($\delta/D \rightarrow 0$)の極限におけるエネルギー増大率 E_{DMS}/E_S が、 $DL/\tau_0^2 \geq 6.7$ の場合、発散することによって示される。つまり、 $DL/\tau_0^2 \geq 6.7$ の場合、 $\delta = 0$ ($E_S = 0$)であっても分散マネージメントソリトンのエネルギー E_{DMS} が有限の値をとる。(より正確な数値シミュレーションによると、零平均分散伝送路における分散マネージメントソリトンが存在するための条件は $DL/\tau_0^2 > 5.4$ で与えられる⁴⁵。)

伝送路の平均分散がゼロの場合、パルスの周波数変化が分散を介して作り出すパルスの時間位置ずれがゼロになるため、ゴードン・ハウス効果が極小になる⁴⁶。(雑音のパルスの時間位置を直接変化させる効果は残る。)また、平均分散が正常分散の場合にも分散マネージメントソリトンが存在することは、正常分散波長領域にまたがった、波長多重ソリトン伝送が可能になることを意味している。

しかしながら、平均分散がゼロまたは正常分散の伝送路における分散マネージメントソリトンは、分散マップの1周期内でのパルス幅の伸長の度合いが大きく、隣接パルス間の相互作用が顕著になる。前節の最後に述べたような、パルス間相互作用の低減のための方策がこの場合にも必要になる。

4. むすび

均一な分散性を有するファイバ中の光ソリトン、および、分散補償伝送系における分散マネージメントソリトンの基本的な性質を紹介した。

特に、分散マネージメントソリトンは、定常状態におけるパルスエネルギーが、同じ平均分散をもつ均一なファイバ中のソリトンのエネルギーよりも大きいという性質をもっており、これを利用することによって通常のソリトン伝送よりも伝送速度や伝送距離をかなりの程度増大させることができることを述べた。

ところで、ソリトンや分散マネージメントソリトンのような非線形定常パルスを用いた伝送方式に特有の重要な利点として、適当な伝送制御を施せば、伝送路に混入した小振幅の雑音を除去しつつ信号を伝送することができるという性質がある。分散マネージメントソリトン伝送方式と、スライディング周波数フィルタや同期変調、さらには可飽和吸収素子などによる伝送制御技術を組み合わせることによって、雑音や偏波分散への耐性に優れた長距離高速の光信号伝送の実現できる可能性があり、今後の研究の進展が期待される。

参考文献

1. A. Hasegawa and F. D. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973).
2. J. P. Gordon and H. A. Haus, *Opt. Lett.* **11**, 665 (1986).
3. J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **8**, 596 (1983).
4. Y. Kodama and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **7**, 339 (1982).
5. A. Hasegawa, *Appl. Opt.* **23**, 3302 (1984).
6. A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus, and Y. Lai, *Opt. Lett.* **16**, 1841 (1991).
7. Y. Kodama and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **17**, 31 (1992).
8. L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and S. G. Evangelides, *Opt. Lett.* **17**, 1575 (1992).

9. M. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota, and K. Suzuki, *Electron. Lett.* **27**, 1270 (1991).
10. D. Marcuse, *J. Lightwave Technol.* **9**, 356 (1991).
11. C. Kurtzke, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**, 1250(1993).
12. N. J. Smith, F. M. Knox, N. J. Doran, K. J. Blow, and I. Bennion, *Electron. Lett.* **32**, 54 (1996).
13. M. Suzuki, I. Morita, N. Edagawa, S. Yamamoto, H. Taga, and S. Akiba, *Electron. Lett.* **31**, 2027 (1995).
14. N. Edagawa, I. Morita, M. Suzuki, S. Yamamoto, H. Taga, and S. Akiba, 21st Eur. Conf. Optical Communication (ECOC95), Th.A.3.5 (1995).
15. E. Yamada, H. Kubota, T. Yamamoto, A. Sahara, and M. Nakazawa, *Electron. Lett.* **33**, 602 (1997).
16. F. Favre, D. Le Guen, M. L. Moulinard, M. Henry, and T. Georges, *Electron. Lett.* **33**, 2135 (1997).
17. G. M. Carter and J. M. Jacob, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 546 (1998).
18. I. Morita, K. Tanaka, N. Edagawa, S. Yamamoto, and M. Suzuki, "40Gbit/s single-channel soliton transmission over 8600km using periodic dispersion compensation", Third Optoelectronics and Communications Conference (OECC '98), PD1 (1998).
19. J. H. B. Nijhof, N. J. Doran, W. Forysiak, and F. M. Knox, *Electron. Lett.* **33**, 1726 (1997).
20. Y. Kodama, "Nonlinear chirped RZ and NRZ pulses in optical transmission lines," 1997 Intl. Symp. on New Trend in Optical Soliton Transmission Systems, Paper No. 2-A-2 (1997).
21. V. S. Grigoryan and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **23**, 609 (1998).
22. S. K. Turitsyn and E. G. Shapiro, *Opt. Lett.* **23**, 682 (1998).
23. J. N. Kutz and S. G. Evangelides, Jr., *Opt. Lett.* **23**, 685 (1998).
24. Y. Chen and H. A. Haus, *Opt. Lett.* **23**, 1013 (1998).
25. V. E. Zakharov and A. B. Shabat, *Sov. Phys. JETP.* **34**, 62 (1972).
26. 2つ以上の κ_j が同じ値をとり束縛状態を形成する場合は、(1)の解を単一ソリトン解(2)の単純な和の形で表わすことができない。
27. V. I. Karpman and E. M. Maslov, *Sov. Phys. JETP.* **46**, 281 (1977).
28. D. J. Kaup and A. C. Newell, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **361**, 413 (1978).
29. A. Hasegawa and Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications*, Oxford University Press, Oxford, ch.5 (1995).
30. A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus, and Y. Lai, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1350 (1992).
31. J. P. Gordon and L. F. Mollenauer, *J. Lightwave Technol.* **9**, 170 (1991).
32. A. Hasegawa, Y. Kodama, and A. Maruta, *Opt. Fiber Technol.* **3**, 197 (1997).
33. I. Gabitov, E. G. Shapiro, S. K. Turitsyn, *Opt. Commun.* **134**, 317 (1997).
34. B. A. Malomed, *Opt. Commun.* **136**, 313 (1997).
35. M. Matsumoto and H. A. Haus, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9**, 785 (1997).
36. M. Matsumoto, *Opt. Lett.* **22**, 1238 (1997).
37. D. Anderson, *Phys. Rev. A* **27**, 3135 (1983).
38. J. H. B. Nijhof, N. J. Doran, W. Forysiak, and A. Berntson, *Electron. Lett.* **34**, 481 (1998).
39. T. Yu, E. A. Golovchenko, A. N. Pilipetskii, and C. R. Menyuk, *Opt. Lett.* **22**, 793 (1997).
40. M. Matsumoto, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**, 373 (1998).
41. T. Georges, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1553 (1998).
42. H. Murai, M. Shikata, K. Tanaka, H. T. Yamada, H. Yamazaki, and Y. Ozeki, *IEICE Trans. Electron.* **E81-C**, 232 (1998).
43. S. Kumar, M. Wald, F. Lederer, and A. Hasegawa, *Opt. Lett.* **23**, 1019 (1998).
44. M. Matsumoto, H. Kurokawa, Y. Kodama, and A. Hasegawa, "Effects of filters on pulse-to-pulse interaction between dispersion-managed solitons", *Opt. Commun.* in press (1998).
45. A. Berntson, N. J. Doran, W. Forysiak, and J. H. B. Nijhof, *Opt. Lett.* **23**, 900 (1998).
46. R. -M. Mu, V. S. Grigoryan, C. R. Menyuk, E. A. Golovchenko, and A. N. Pilipetskii, *Opt. Lett.* **23**, 930 (1998).