ソ リ ト ン 通 信

長 谷 川 晃†

最近、ファイバ中の光波のつくる包絡線ソリトンを用いた通信が注目を浴びている。実際、波長分割 2 ch で 20 Gb/s、13,000 km の無歪み伝送の実験結果が報告されている。ソリトンという非線形波形を信号伝達的手段として用いた場合の特徴と将来性について述べる。

1. ま え が き

ソリトンとは、分散性と非線形性を持つ媒質中を伝搬する波動が創る孤立波のことをいう。独唱などで使う Solo と電子や陽子を表す on との合成語で、1965 年に Zabusky と Kruskal の 2 人が名づけた言葉だ。

分散性は位相速度や群速度が波長によって異なる性質をいう。分散性が存在すると、孤立波は伝搬と共に広がる傾向がある。一方、非線形性は波の伝搬速度が振幅に依存することをいう。非線形性が存在すると、波形が突っ立ったり、1 カ所に集中したりする性質を生み出す。この結果、分散性と非線形性がうまく釣り合うと安定な孤立波が発生することになる。

このような事実は、水面上の波動に対し、19 世紀に Korteweg と de Vries の 2 人の数学者が導いた分散性と非線形性を考慮したモデル方程式の特解として、すでに知られていた。しかし、1960 年代に入って高速計算機が出現し、これを用いた各種方程式の数値解法が発達した時、この方程式が持つ孤立波が単なる方程式の特解ではなく、任意の初期波形から発生する一般解を表す性質を持っていることが知られるに至ったのだ¹⁾。さらに 1 年後には Gardner ら²⁾が Korteweg-de Vries の方程式の一般的な解法を見出した。この解法は Korteweg-de Vries の方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0 \quad (1)$$

で表される振幅 u をポテンシャルとするシュレディンガー方程式の固有値が距離 x に無関係に一定であるという事実を用い、散乱データからポテンシャル u を決定する、いわゆる逆散乱法を用いて (1) 式の解法

を導いたものだ。この結果、ソリトンに対する概念が画期的な進歩を得るに至った。

すなわち、ソリトンとは (1) 式のような分散性と非線形性を同時に持つ偏微分方程式の特解としてではなく、任意の初期波形に対する一般解を表す 1 つのユニットであるということが示されたからである。この意味で、ソリトンは線形波動に対するフーリエモードの役割をしているということになる。

線形波動方程式の解がフーリエモードの集合として記述できるのと同様、積分可能な分散性と非線形性を共有する波動方程式の一般解はソリトン解の集合として記述できるのだ。この結果、分散性を持つ非線形媒質中の波形は自然にソリトンの形態を持つため、ソリトン自身を用いることにより安定な信号の伝達が可能になると考えられる。

ファイバ中の光波の包絡線がファイバの分散性およびカー効果による非線形性のバランスによりソリトンを作る可能性は、1973 年、長谷川と Tappert³⁾によって示された。同じ頃、このソリトン解を表す非線形シュレディンガー方程式が積分可能であり、その基本解がソリトンで記述できることが Zakharov と Shabat⁴⁾によって示された。しかし当時、損失の少ないファイバも、必要な光源も存在しなかったため、光ソリトンの実験的な確認は 7 年の日時を必要とした。

1980 年、Mollenauer ら⁵⁾は光源にモードロックされたカラーセンターレーザを用い、700 m の低損失ファイバ中に幅 7 ps の光パルスを送らせ、出力側のパルス幅が入力電力を増加することによって狭まることにより、ソリトンの存在を確認した。

ソリトンは、分散性と非線形性のバランスで発生するため、ファイバに損失があると、波動の振幅が減少し、非線形性が弱まり、この結果、分散性によるソリトン波形の拡がりが発生する。したがって、ファイバ

† 大阪大学 工学部通信工学科

“Soliton-based Communication” by Akira Hasegawa (Department of Communication Engineering, Faculty of Engineering, Osaka University, Suita, Osaka)

損失のためファイバ中の光波の包絡線ソリトンは、そのパルス幅を徐々に広げながら伝搬することになる。これを防ぐためには適当な光増幅器をファイバ中に挿入することにより、振幅を元通りの値にしてやらなければならない。

1980 年前半に、長谷川は児玉と共に、ソリトン的高速通信に応用する方法を次々に提案した^{6)~9)}。

しかし、ソリトンの振幅を増幅器で急に持ち上げると、増幅器を通した後のパルスは入力側のソリトンとは別のソリトンとなる。このため、できるだけ擾乱を少なくする必要が生じ、増幅器の間隔を充分小さくしなければならないことが数値計算の結果示された⁷⁾。この結果は後になり実験的に確認され、さらに、理論的な裏づけがなされることになる。

好運にも 1987 年に、希土類のエルビウム元素をファイバにドープすることによりファイバそのものを光増幅器にできることが証明され、しかも増幅率が最大となる波長が $1.55\ \mu\text{m}$ と、ちょうどファイバの損失が最小となる波長にあることがわかった¹⁰⁾¹¹⁾。中沢ら¹²⁾は、このエルビウム添加ファイバ増幅器 (EDFA) を用いたソリトンの長距離伝送実験に初めて成功した。この結果、EDFA の出現はソリトンの高速通信への実用化に大きな進展を与えることになる。

現在までに開発された光通信は、ファイバの分散によって生じる波形歪みを修正するため、中継器を必要としている。中継器は入力光波をいったん電気信号に変換し、これで再び光波を変調するため光-エレクトロニクスの変換を必要とし、このため、変換速度が通信速度を決定するという欠点があった。ソリトンを用いると、波形の分散性による歪みは発生しないが、ファイバ損失による波形歪みの修正を必要とする。EDFA を用いると電気信号への変換を経ずにこれを容易に可能にしてくれる。

1990 年代に入ると、EDFA を用いたソリトンによる超高速・超長距離通信の実験結果が次々と発表された。なかでも中沢ら¹³⁾によるソリトンの周期変調を用いた 100 万 km 伝送の実験、および Mollenauer ら¹⁴⁾による波長分割 2 ch の 10 Gb/s の 11,000 km の伝送実験は、ソリトン通信の実用性を揺るぎなきものにしたといえよう。この後、Mollenauer ら¹⁵⁾は、スライディングフィルタを用いて、波長分割 2 ch の 20 Gb/s の 13,000 km の伝送実験にも成功している。ちなみに、分散シフトファイバで分散性を零にした EDFA を用いた従来方式 (NRZ 方式) の実験段階での最高記録は、5 Gb/s 伝送距離 9,000 km である。

これらのソリトン実験の成功には、1990 年前後に

展開された 2 つの大きな理論的な貢献がある。そのひとつはソリトンの自己形成の理論である。それは、ある種の擾乱を加えることにより、ソリトンの振幅と速度が任意の値に収斂する現象をいう。長谷川と児玉¹⁶⁾は、これを狭帯域フィルタと EDFA の組合せで具体的に実現できることを示した。一方、モードロックレーザ発振器の振舞いから同様の考えが Mecozzi ら¹⁷⁾によっても発見された。

その 2 は、ガイディングセンターソリトンの理論である。長距離伝送の実験は、分散距離が損失距離よりはるかに大きいソリトンを用いるため、いわゆる断熱領域には入らない。このためソリトンでないソリトンを用いて実験に成功したことになり、これに対する理論的な説明が必要とされた。つまり、実験に用いられた光パルスは振幅とパルスの幅が一定というソリトンの性質を満たしていない。それにもかかわらず実験が成功したという疑問を解決したのが、長谷川と児玉が新しく展開したガイディングセンターソリトンの理論である¹⁸⁾。

ガイディングセンター運動とは、磁場中の荷電粒子のラーマー運動の中心の動きをいう。長谷川と児玉はこの運動の解析と同じリー変換の手法を用い、周期的な増幅により激しく非断熱的に変動する光パルスの振幅を新しい振幅に関数変換することにより、新しい振幅が理想的な非線形シュレディンガー方程式を満たすことを示した。この結果、非断熱的に伝搬する光パルスも、変換された振幅関数がソリトンを作ることが証明され、これらの実験がソリトン実験であることが理論的に保証されたのだ。

それでは、こうしたソリトン伝送の歴史的発展を年代順に紹介しよう。

2. 光ソリトンの歴史的背景

2.1 ファイバ中の光波包絡線-非線形性シュレディンガー方程式の導出-

まず、ファイバ中の光波の包絡線関数が満たす発展方程式を導こう。導波路の効果は後に考えることにし、まず、カー効果を有する誘電体中の平面波の包絡線関数 $q(z, t)$ が満たす方程式を考えよう。カー媒質中の屈折率 $n(\omega, |E|^2)$ は

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2)$$

と書くことができる。カー効果は電子の非線形応答により発生するため、光の振動数領域でも (2) 式の瞬時応答で書くことができることに注意する。(2) 式で、 $n_0(\omega)$ は屈折率の線形部分で、一般には分散性のため光波の角周波数 ω の関数となる。 n_2 はカー係数と呼

ばれ、ガラスでは $1.2 \times 10^{-22} \text{ (m/V)}^2$ の値を持つ。|E| は電場の複素実効振幅の絶対値を表す。平面波を仮定した光波の電場 $E(z, t)$ は x または y 成分のみを持ち、複素振幅 $q(z, t)$ を用い

$$E(z, t) = \text{Re}[q(z, t)e^{i(k_0 z - \omega_0 t)}] \quad (3)$$

と書くことができる。ここに k_0 , ω_0 は各々搬送波の波数および角周波数を表し、 $q(z, t)$ は位相の変化に比べゆっくりと変化する振幅を表す。屈折率の定義から、光波の波数 k と角周波数 ω の間には (2) より

$$k = \frac{\omega}{c} n = \frac{\omega}{c} n_0(\omega) + \frac{\omega}{c} n_2 |E|^2 \quad (4)$$

の関係が成り立つ。 $q(z, t)$ の満たす発展方程式を導くため、 k を搬送波の波数 k_0 の周りにテーラー展開を試みよう。

$$\begin{aligned} k - k_0 &= k'_0(\omega - \omega_0) + k''_0 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \frac{\partial k}{\partial |E|^2} |E|^2 \\ &\quad + \frac{i\omega_0}{c} \text{Im}(n_0) \\ &= k'_0(\omega - \omega_0) + k''_0 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \frac{\omega_0}{c} n_2 |E|^2 + i\gamma \end{aligned} \quad (5)$$

ここに、 $k'_0 = \partial k / \partial \omega|_{\omega=\omega_0, E=0}$, $k''_0 = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_0, E=0}$ を表し、各々

$$k'_0 = \frac{n_0(\omega_0)}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{\partial n_0}{\partial \omega_0} \quad (6)$$

$$k''_0 = \frac{2}{c} \frac{\partial n_0}{\partial \omega_0} + \frac{\omega}{c} \frac{\partial^2 n_0}{\partial \omega_0^2} \quad (7)$$

で与えられる。また、 $\gamma = \omega_0 \text{Im}(n_0)/c$ は誘電体損失による光波振幅の減衰率を表す。いま、ゆっくり変化する振幅 q を

$$q(z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{q}(K, \Omega) e^{i(Kz - \Omega t)} dK d\Omega \quad (8)$$

で表し、 K および Ω を搬送波の波数 k_0 および角周波数 ω_0 からのわずかなずれを表すと考えると

$$\frac{\partial q}{\partial z} = iKq = i(k - k_0)q \quad (9)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -i\Omega q = -i(\omega - \omega_0)q \quad (10)$$

と書くことができるから、 $(k - k_0) \rightarrow i\partial/\partial z$, $(\omega - \omega_0) \rightarrow i\partial/\partial t$ なるオペレータと考え、(5)式を実空間のオペレータで書いて $q(z, t)$ にオペレートすると

$$i \left(\frac{\partial q}{\partial z} + k'_0 \frac{\partial q}{\partial t} \right) - \frac{k''_0}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \frac{\omega_0 n_2}{c} |q|^2 q = -i\gamma q \quad (11)$$

を得る。(11)式で第1項の括弧の中は q が群速度で平行移動する効果を表すから、群速度に乗った座標での時間 t' で t を表すことにより、 z 微分のみで書くことができる。すなわち、 $t' = t - k'_0 z$ で t を置き換える

と、 $\partial/\partial z = \partial/\partial z - k'_0 \partial/\partial t'$ となることから、(11)式は

$$i \frac{\partial q}{\partial z} - \frac{k''_0}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial t'^2} + \frac{\omega_0 n_2}{c} |q|^2 q = -i\gamma q \quad (11')$$

となる。ここで、群速度分散 k''_0 が負になる波長領域 (通常のガラスでは波長 λ が $1.3 \mu\text{m}$ より長い領域、異常分散領域という) を考えることにする。いま、時間 t' をある単位時間 τ_0 で正規化し

$$T = t'/\tau_0 \quad (12)$$

z を τ_0 と k''_0 で決まる分散距離

$$z_0 \equiv \tau_0^2 / (-k''_0) \quad (13)$$

で正規化した距離

$$Z = z/z_0 = -k''_0 z / \tau_0^2 \quad (14)$$

で表し、さらに振幅 q も n_2 で正規化した振幅

$$Q = \sqrt{\frac{\omega_0 n_2 z_0}{c}} q \quad (15)$$

で表すと

$$i \frac{\partial Q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} + |Q|^2 Q = -i\Gamma Q \quad (16)$$

を得る。ここに、 Γ は分散距離当りの振幅減衰率

$$\Gamma = \gamma z_0 \quad (17)$$

を表す。

(16)式で、右辺が0の場合の式のことを非線形シュレディンガー方程式という。非線形シュレディンガー方程式のソリトン解は、振幅 η と速度 κ の2つのパラメータを用い

$$\begin{aligned} Q &= \eta \text{sech } \eta(T + \kappa Z) \\ &\quad \cdot \exp \left[-i\kappa T + \frac{i}{2}(\eta^2 - \kappa^2)Z \right] \end{aligned} \quad (18)$$

で与えられる。

2.2 ソリトン発生のためのピーク電力

誘電体の導波路の効果を考慮すると、電場の強度がファイバの断面で変化することから、(16)式の非線形項の係数に約1/2程度の減少係数がかかる。また、導波性から分散式(4)の k にモード依存性が現れる。この結果 k'' は導波モードの性質を表すパラメータ (例えば、ファイバ断面の誘電率の変化の模様) の関数となる¹⁹⁾。(13)式の分散距離にこれを考慮した k''_0 を用い、電場の強度分布を考慮した非線形効果の減少係数を加味すると、(15)式は

$$Q = \sqrt{\frac{\omega_0 n_2 z_0}{2c}} q \quad (15')$$

となる。

一方、関数 $\text{sech } T$ の半値幅は1.76で与えられるから、 τ_0 をソリトンの半値幅 τ_s (ps) でとると

$$z_0 = \tau_s^2 / (-3.1k''_0) \quad (13')$$

と書くことができる。

それでは、ソリトンを作るために必要な電力を求め

てみよう．振幅 $\eta=1$ のソリトン解を作るために必要な光波の電場 E_0 は(15')式で $Q=1$, $q=E_0$ と置くことから，光波の真空中の波長 λ を用い

$$(\pi n_2)^{1/2} E_0 \tau_s = 1.76(-\lambda k_0'')^{1/2} \quad (19)$$

で表すことができる．光波の導波特性を考慮した群速度分散を表すパラメータに群速度遅延 (Group Delay) があり，普通，これを D (ps/nm·km) で表す． D は波長差 1 nm の 2 つの光が 1 km を走った時に発生する到着時間のずれを ps 単位で測ったものである．導波路の効果を考慮した群速度分散 k_0'' は D を用い

$$k_0'' = D \frac{\lambda^2}{2\pi c} \quad (20)$$

で表すことができる (D に符号を含ませない場合には上式の右辺にマイナスをつけておく必要がある)．一方，ソリトンのピーク電力を P_0 と書くと， P_0 はファイバ断面積 S を用い

$$P_0 = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{1}{k_0} E_0^2 S n_0^2 \quad (21)$$

と書けるから， $P_0(W)$ はパルス幅 τ_s (ps) を用い

$$\begin{aligned} \tau_s(\text{ps}) \sqrt{P_0(W)} \\ = 9.3 \times 10^{-2} \{ \lambda(\mu\text{m}) \}^{3/2} \sqrt{|D| \left(\frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}} \right) S(\mu\text{m}^2)} \end{aligned} \quad (22)$$

と書くことができる．例えば，波長 1.55 μm の搬送波，分散値 $|D|=1$ ps/nm·km，断面積 $S=60 \mu\text{m}^2$ のファイバを用いると(22)式は

$$P_0(W) = \frac{1.93}{\{\tau_s(\text{ps})\}^2} \quad (22')$$

となる．このことはパルス幅 1 ps を作るのに必要なピーク電力は約 2 W であるが，20 ps であればわずか約 5 mW ですむことを表している．一方， τ_s を大きくすると，分散距離 z_0 が大きくなり，上記の例では z_0 は 100 km 以上となる．この結果，ファイバ損失率が 0.2 dB/km の場合，正規化された減衰率 Γ は 1 を越える値となる．

3. 逆散乱法とソリトン解

3.1 Lax の理論

Gardner ら²⁾が KdV 方程式を線形固有値問題の逆散乱法で解くことに成功したことを基本に，この方法の一般化が Lax²⁰⁾によって試みられた．Gardner らの方法は，KdV 方程式を満たす従属関数をポテンシャルとするシュレディンガー方程式の固有値が時間的に不変ということを発見したことが基本となっている．Lax は任意の非線形時間発展方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = K(u) \quad (23)$$

の解 u を含む 2 つの自己共役オペレータ L, M を考え，オペレータ L の固有値が，時間的に不変であるための条件を導いた．まず，オペレータ L の固有関数が満たす方程式は

$$L\psi = \zeta\psi \quad (24)$$

さらに， ψ の時間発展を決定する式を

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = M\psi \quad (25)$$

と書き， ζ が時間に無関係ということを用い，(24)式の時間微分を(25)式に代入すると

$$\frac{\partial L}{\partial t} + [L, M] = 0 \quad (26)$$

を得る．ここに， $[L, M] = LM - ML$ は L, M の交換子を表す．(26)式を満たすオペレータの対 L, M は，Lax 対と呼ばれている．時間発展方程式(23)式が積分可能ということは，オペレータ方程式(26)式が(23)式になるような Lax 対 L, M を発見することに帰着する．

3.2 非線形シュレディンガー方程式のソリトン解

Zakharov と Shabat⁴⁾は 1971 年に非線形シュレディンガー方程式に対する Lax 対を発見した．この結果をファイバ中の光ソリトンに応用するため，時間と空間を逆にとり，(26)式が非線形シュレディンガー方程式 [(16)式の右辺を 0 とした式]

$$i \frac{\partial Q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} + |Q|^2 Q = 0 \quad (16')$$

を得るようなオペレータ L およびその固有値方程式を求めると

$$L = \begin{bmatrix} i \frac{\partial}{\partial T} & Q \\ -Q^* & -i \frac{\partial}{\partial T} \end{bmatrix} \quad (27)$$

および

$$\left. \begin{aligned} i \frac{\partial \psi_1}{\partial T} + Q(Z, T) \psi_2 &= \zeta \psi_1 \\ -i \frac{\partial \psi_2}{\partial T} - Q^*(Z, T) \psi_1 &= \zeta \psi_2 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

となる．Lax の理論に基づき，(28)式の固有値 ζ は Q が空間的に伝搬方向 (Z 方向) に変化しても，その値は Z に無関係になる．したがって， Q の入力側の波形 $Q(Z=0, T) = Q_0(T)$ が与えられると，これから決まる固有値 ζ は， Q が非線形シュレディンガー方程式に従って Z 方向に発展していく限り，一定となる．固有値 ζ は一般に複素数であり，これを

$$\zeta_n = \frac{\kappa_n + i\eta_n}{2} \quad (29)$$

と書くと， κ_n および η_n は初期値 $Q_0(T)$ から発生するソリトンの速度および振幅を与える ((18)式参照)．

ちなみに、薩摩と矢嶋²¹⁾は、 $Q_0(T)$ として

$$Q_0(T) = A \operatorname{sech} T \quad (30)$$

とすると、(28)式の離散的固有値の数 N が

$$A - \frac{1}{2} < N \leq A + \frac{1}{2} \quad (31)$$

で与えられ、その固有値は全部虚数となり

$$\eta_n = 2\left(A - n + \frac{1}{2}\right), \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (32)$$

となることを示した。

以上の結果は、ファイバ中にソリトンが発生するための大きな手がかりを与えてくれる。例えば、あるパルス幅を持つソリトンを作りたい場合、振幅を(22)式で与えられるように選ぶことができなかった場合にどうなるかを考えてみよう。いうまでもなく、(22)式を満たすピーク電力を用いることは、(30)式で $A=1$ とすることに相当する。(31)式の結果は、振幅が0.5から1.5の範囲に入っておれば、離散的固有値1個が存在することを示すから、入力側の振幅がこの範囲に入っている限り、ソリトンは1個のみ作られるということになる。また、発生するソリトン振幅は(32)式によって、0から2の間に入ることがわかる。

別の見方をして、入力側の波形を、仮りに Δ だけずらした場合

$$Q_0(T) = (1 + \Delta) \operatorname{sech} T \quad (33)$$

を考えると、(32)式から発生するソリトンの振幅は $1 + 2\Delta$ で与えられ

$$Q(T, Z \rightarrow \infty) = (1 + 2\Delta) \operatorname{sech} (1 + 2\Delta) T \quad (34)$$

なるソリトンが作られる。つまり、入力パルスに比べ発生するソリトンの振幅が Δ だけ大きくなり、パルス幅は $(1 + 2\Delta)^{-1}$ だけ小さくなるがわかる。ソリトンの持つエネルギーは

$$\varepsilon = \int_{-\infty}^{\infty} |Q|^2 dT \quad (35)$$

で与えられるから、入力パルスのエネルギーとソリトンのエネルギーの差

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon &= \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \Delta)^2 \operatorname{sech}^2 T dT \\ &\quad - \int_{-\infty}^{\infty} (1 + 2\Delta)^2 \operatorname{sech}^2 (1 + 2\Delta) T dT = 2\Delta^2 \end{aligned} \quad (36)$$

図1 光ファイバ中において損失と周期的増幅をうけた光波の複素振幅 Q およびガイディングセンターソリトンの複素振幅 v の変化

は分散性を持つ線形波形の発生に使われることになる。このことは、(33)式をポテンシャルとするオペレータ L の固有値の中に連続固有値が含まれているからであり、この連続固有値に相当する分が分散性を持つ線形波動を作るのだ。

4. 光ソリトンの高速通信への応用

4.1 ソリトンの増幅と整形

ファイバにはレーレイ散乱等による損失がある。このため、(16)式で示した通り、非線形シュレディンガー方程式は擾乱を受ける。この擾乱項の大きさ Γ は、ファイバの損失率と分散率の比 $\Gamma = \gamma z_0 = \gamma \tau_s^2 / (-k_0'')$ を表す。このことは、ファイバ損失はいかに小さくとも、分散距離 z_0 の大きいパルス、すなわち、パルス幅が大きいソリトンを用いると、 Γ が1を越えることを示している。 Γ が1を越えると、(16)式のソリトン解は存在しない。したがって、ソリトンが作られるためには、 $\Gamma \ll 1$ の条件を必要とする。ファイバ損失は、光の波長が $1.55 \mu\text{m}$ あたりで最小となり、約 0.2 dB/km の値を持つ。これを γ で表すと、 $\gamma \approx 2.4 \times 10^{-2} \text{ km}^{-1}$ となる。この損失の値は、ほとんど理論的極限值であるため、これに比べ Γ が小さくなることは望めない。となると、 $\Gamma \ll 1$ の条件を満たすためには、分散距離 z_0 が $(2.4 \times 10^{-2})^{-1} \approx 40 \text{ km}$ 以下であることが要求される。

一方、 z_0 は分散パラメータおよびパルス幅を用い

$$z_0 = -\frac{\tau_s^2}{-3.1 k_0''} = 6.1 \times \frac{10^8 \tau_s^2}{|D| \lambda^2}$$

と表される。ここで、 τ_s を ps、 λ を μm 、 D を $\text{ps}/\text{nm} \cdot \text{km}$ の単位で表すと

$$z_0(\text{km}) = 0.61 \frac{\tau_s^2(\text{ps})}{|D|(\text{ps}/\text{nm} \cdot \text{km}) \{\lambda(\mu\text{m})\}^2} \quad (37)$$

となる。このことは、例えば、 $|D| = 1 \text{ ps}/\text{nm} \cdot \text{km}$ 、 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ の場合、 $z_0(\text{km}) = 0.25 \{\tau_s(\text{ps})\}^2$ となり、この結果、 τ_s がほぼ 13 ps 以上であると、 Γ は1より大きくなり、ソリトンは作られないことがわかる。

しかし、もし光増幅器をファイバ線路に組み込むことにより、実質的に Γ を小さくすることができると、この問題は解決する。これには2つの方法がある。ひとつは増幅率 γ_g を充分小さくすることにより、 $\gamma_g z_0 \ll 1$ とすることによって増幅による擾乱を小さくする方法である。これを断熱的増幅と名づけよう。もうひとつは $\gamma_g z_0 \gg 1$ 、すなわち、局所的に急激に増幅する方法である。これを非断熱的増幅と呼ぶことにしよう。

断熱的増幅または減衰の場合、(18)式のソリトン解

はソリトン振幅 η を

$$\eta = \eta_0 \exp(2\Gamma_g z)$$

$$(\text{または } \eta = \eta_0 \exp(-2\Gamma_g z)) \quad (38)$$

で置き換えることにより成立する⁹⁾。ここに、 $\Gamma_g = \gamma_g z_0 (\ll 1)$ を表す。

減衰率も増幅率も断熱的である場合、減衰領域ではソリトンは振幅を(38)式に従ってゆるやかに減衰し、同時にパルス幅はゆるやかに増大しながら伝搬する。続いて、増幅領域では振幅は増大し、パルス幅は減少する。いずれの領域でも振幅とパルス幅の積は一定に保たれる。

次に、減衰が断熱的であっても増幅器が非断熱的である場合を考えると、これは、(38)式に従って減少した振幅を局所的に増大させることになるから、仮りに、この結果、振幅を元通りの大きさまで修正できたとしても、パルス幅は、それに応じて断熱的に狭まることのできないため、増幅器を通過した後のパルスは元のソリトンではなくなる。

さらに、もし減衰も非断熱的、増幅も非断熱的であれば、(16)式は至るところソリトン解を持たなくなってしまう。しかし、非常に興味深いことに、こうした場合でもソリトン解が得られることが、1991年に長谷川と児玉¹⁸⁾によって示された。これがガイディングセンターソリトンの考えである。

4.2 ガイディングセンターソリトン

ソリトンの長距離伝送を行う場合、非線形効果を維持するためには光波の振幅をある値に保っておく必要がある。このため、ファイバ損失を補うだけの光増幅を繰り返して行わなければならない。光増幅は普通、非断熱的に行われるため、増幅器を通過した後の光パルスは、パルス幅の変化はなく、振幅だけが大きくなる。この結果、増幅器を通過した後の光パルスは、以前のソリトンとは別のソリトンになってしまう。言葉を変えていえば、増幅器を通過した時のオペレータ L ((24)式)の固有値が、以前のそれとは別の値を持つことになる。その上、増幅器を通過した後の波形はソリトン波形ではないから、これが作る連続固有値が含まれており、これが分散性を持つ線形波動を発生し、ノイズ源となる。しかし、新しいソリトンが実際作られ、同時に分散性を持つ線形波動が発生するためには、少なくとも分散距離 z_0 だけ進まなければならない。したがって、もし z_0 よりも短い距離で再び増幅してやると、連続固有値から発生するはずの光波のエネルギーも、パルスの中にとり込んでしまうことが可能ではないかと考えられる。もちろん、この場合、増幅率はこの間のファイバ損失をちょうど補うだけの値

にしておかなければならない。

この考えを基礎に、長谷川は非断熱増幅を繰り返して行った場合、増幅器と増幅器の間隔を充分小さくすることにより、パルス波形を崩すことなく長距離伝送が可能であることを示した⁸⁾。1989年から91年にかけて、EDFAを用いて行われた光ソリトンの長距離伝送実験¹²⁾¹⁴⁾は、この結果を利用し、増幅器間隔 z_a を分散距離 z_0 より充分小さくすることにより成功しているが、しかし、驚くべきことにこれらの実験は、比較的幅の広い光パルスを用いているため、分散距離が減衰距離より大きい領域、すなわち $\Gamma \gg 1$ の条件で行われている。

これらの実験家たちは、 Γ が1より充分大きい条件のもとでも、入力パルスの振幅をソリトン振幅よりある程度大きくとることによって、パルスが安定に伝搬することを示した。

長谷川と児玉は、 $\Gamma \gg 1$ でソリトン解が存在しないにもかかわらず、実験が成功するという不思議な現象を解釈するため、短い間隔で激しい周期的擾乱を受けた非線形シュレディンガー方程式から、どのような形でソリトン解が作られるのかを考察し、この結果、擾乱を受けた非線形性シュレディンガー方程式をリー変換により、擾乱をほとんど伴わない非線形性シュレディンガー方程式に変換できることを示した¹⁸⁾。また、このような形で作られるソリトンを、磁場中の荷電粒子の運動との類似性から、ガイディングセンターソリトンと名づけた¹⁸⁾。

ガイディングセンターソリトンについてのくわしい話は文献18)を参照していただきたい。

4.3 ソリトンの自己形成

ソリトンに通信に用いる場合の大きな問題は、ソリトンの位置が伝送途中に変動することである。ソリトンは、その性質から波形そのものは安定であるが、ソリトンの位置をロックする機構を持たないため、増幅器の雑音で周波数変調を受けたりすると、パラメータ κ が変動し、その結果、速度変調を受ける²²⁾。この問題を解決するため、長谷川と児玉¹⁶⁾は、狭帯域フィルタとEDFAを組合すことにより狭帯域増幅器を作り、これによってソリトンの振幅 η および速度 κ を、ある値にロックすることを提案した。Mollenauerはこの考えをただちに採用し、10 Gb/sの伝送実験に成功した¹⁴⁾。Mecozzi¹⁷⁾も同じ頃、同様の考えを提唱している。

いま、フィルタと増幅器の組合せで作られる狭帯域増幅器の周波数特性を $g(\omega)$ と書き、これをソリトンの搬送波の周波数 ω_0 の周りに展開しよう。

$$g(\omega) = g(\omega_0) + \left. \frac{\partial g}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 g}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 \quad (39)$$

いま簡単のため、増幅率が最大となる周波数を ω_0 とすることにし、 $\omega - \omega_0$ を $i\partial/\partial T$ のオペレータに置き換え、非線形シュレディンガー方程式の右辺に代入すると

$$i \frac{\partial Q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} + |Q|^2 Q = -i(\Gamma - G)Q - iG'' \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} \quad (40)$$

を得る。ここに G , G'' は各々

$$G = g(\omega_0)z_0 \quad (41)$$

$$G'' = 3.1g''(\omega_0) \frac{z_0}{2\tau_s^2} < 0$$

である。ガイディングセンターソリトンを作るためには、普通、増幅率 G を Γ とちょうどバランスするようにとる。しかし、フィルタのためソリトンのスペクトルの一部がカットされるため、増幅率 G は Γ より少し大きくとる必要がある。いま、余分にとった利得を増幅器間の距離 z_0 で平均した値を δ 、同じく G'' を z_0 の区間で平均した値を β と書くことにする。すなわち

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \frac{1}{Z_a} \int_0^{Z_a} (G(Z) - \Gamma(Z)) dZ \\ \beta &= \frac{1}{Z_a} \int_0^{Z_a} G''(Z) dZ \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

この場合、リー変換した後のガイディングセンターソリトンの振幅に対する方程式は

$$\frac{\partial v}{\partial Z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} - i|v|^2 v = \delta v - \beta \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} + O(Z_a^2) \quad (43)$$

となる。

さて、ガイディングセンターソリトンは、 $\delta = \beta = 0$ ではソリトン解を持ち

$$v(T, Z) = \eta \operatorname{sech} \eta(T + \kappa Z) \cdot \exp \left[-i\kappa T + \frac{i}{2}(\eta^2 - \kappa^2)Z \right] \quad (44)$$

で表される。

いま、 δ と β の項を擾乱項と考え、これらの項のため、(44)式のソリトン解を表す振幅 η と速度 κ がどのような変化をするかを求めよう。

まず、エネルギー保存則を、 δ と β の項を考慮して作り直すと

$$\frac{d}{dZ} \int_{-\infty}^{\infty} |v|^2 dT = 2\delta \int_{-\infty}^{\infty} |v|^2 dT + 2\beta \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{\partial v}{\partial T} \right|^2 dT \quad (45)$$

次に、運動量保存則から

$$\begin{aligned} \frac{d}{dZ} \int_{-\infty}^{\infty} \left(v^* \frac{\partial v}{\partial T} - v \frac{\partial v^*}{\partial T} \right) dT \\ = 2\delta \int_{-\infty}^{\infty} \left(v^* \frac{\partial v}{\partial T} - v \frac{\partial v^*}{\partial T} \right) dT \\ - 2\beta \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial T^2} \frac{\partial v}{\partial T} - \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \frac{\partial v^*}{\partial T} \right) dT \end{aligned} \quad (46)$$

を得る。これらの式の v に(24)式のソリトン解を代入すると、 η と κ に対し

$$\frac{d\eta}{dZ} = 2\delta\eta + 2\beta \left(\frac{1}{3}\eta^3 + \kappa^2\eta \right) \quad (47)$$

$$\frac{d\kappa}{dZ} = \frac{4}{3}\beta\kappa\eta^2 \quad (48)$$

なるダイナミカル方程式を得る。

この方程式の解を η - κ 面で描くと、図2のようになる。この図でわかる通り、ある範囲内から出発した軌道は $\eta = \eta_0$, $\kappa = 0$ なる特異点 ($d\eta/dZ = d\kappa/dZ = 0$) に収束することがわかる。ここに

$$\eta_0 = \sqrt{-\frac{3\delta}{\beta}} \quad (\beta < 0) \quad (49)$$

である。

ソリトンが安定な特異点を持つことは、ソリトンの固有の性質による。このことを理解するために、 δ をバランスするような利得より少し大きくとったとしよう。すると、ソリトンの振幅は大きくなり、同時にパルス幅は小さくなる。この結果、ソリトンの周波数スペクトルは広がる。狭帯域フィルタは広がったスペクトルの両側をカットし、この結果、ソリトンが増幅器から得るエネルギーは制限される。逆に、 δ を少なめにとった場合には振幅が減少し、スペクトルは狭まり、エネルギー利得は増大する。これが振幅に安定点が存在する理由である。これに対し、線形パルスの場合には明らかに安定点は存在しない。一方、ソリトンは擾乱に合わせ自ずからその波形を修正し、安定な振舞いをする。このため、この効果をソリトンの自己形成と呼ぶ。

フィルタを用いたソリトンの自己形成は、単に増幅

図2 狭帯域フィルタと増幅器によるソリトン振幅 η および速度 κ の収束状況

器雑音による速度擾乱のコントロールをするだけでなく、ソリトンの波長分割通信に応用できる。NRZやコヒーレント通信などの従来方式で長距離通信を行う場合、分散性を零にする必要があるため、分散シフトファイバを用い、搬送周波数を分散が零となる点に選ばねばならない。この結果、従来方式による波長分割通信は不可能である。また、たとえ分散が零となる波長の幅を充分大きくするようなファイバが開発されたとしても、各チャンネルで増幅器の利得を全く同じにすることはできない。しかし、ソリトンを用いると分散性を零とする必要がないから、波長分割は容易になる。その上、自己形成を用いると、各チャンネルの利得が同じでなくとも各チャンネルで安定な η - κ 面の特異点が存在するため、利得を調整する必要がない。この結果、ソリトンの自己形成は、ソリトンを用いた波長分割通信を容易にし、このため、ソリトン通信は従来方式に比べ通信速度を決定的に大きくする効用を持つ。

4.4 ソリトンを用いた信号と雑音の分離

ソリトンに通信に用いると、線形波動では得られない興味ある特徴として、信号と雑音を分離することができる。これは、一般にソリトンが線形波動とは異なった速度で進むからで、この性質を用いると、初期にソリトン信号と雑音がたとえ同じ周波数帯に混在していても、伝送と共にソリトン信号は雑音と時間的に分離するため、雑音成分を除去することができる。特に、ガイディングセンターソリトンの例のように、増幅を繰り返して行った場合には、雑音が重畳してくるため、SN比が増幅器の数に比例して劣化することが起こるが、こうしたソリトンの性質を用いると、SN比の劣化を防ぐことができる²³⁾。例えば、ファイバ中の光波の包絡線は非線形シュレディンガー方程式で表すことができるが、この場合、ソリトンはファイバの持つ群速度で伝搬する。一方、線形波動も同じ群速度で伝搬するため、この場合にはソリトンと雑音は分離しない。しかし、ファイバの持つ高次の分散効果や非線形性を加味すると、包絡線を表す方程式(16)式は次式のように変形される。

$$i\frac{\partial Q}{\partial Z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} + |Q|^2 Q + h = -i\Gamma Q \quad (50)$$

ここに、 h は高次項を表し

$$h = \frac{i}{6}\frac{k_0'''}{v_0^3}\frac{\partial^3 Q}{\partial T^3} + \frac{i}{n_2 v_0}\frac{\partial n_2}{\partial \omega}\frac{\partial}{\partial T}(|Q|^2 Q) - \frac{\lambda}{\pi n_2 v_0}\frac{\partial \gamma_R}{\partial \omega}Q\frac{\partial}{\partial T}(|Q|^2) \quad (51)$$

で与えられる。ここで、第1項は高次の線形分散性、第2項は非線形分散性、そして、第3項はファイバの

持つラマン効果によるスペクトルシフトを表す。第3項の γ_R は電場の自乗および単位長当たりのラマン増幅係数を表す。例えば、第1項の高次の線形分散の効果を加味すると、ソリトンの速度は

$$\kappa = v_0 - \frac{k_0'''}{6v_0^3}\eta \quad (52)$$

で与えられることが示され、振幅 η に比例して速度が遅くなることが示される。また、ラマン効果を考慮すると、ソリトンの速度 κ は(53)式で与えられるように、振幅の4乗に比例して減少することが示される。

$$\frac{\partial \kappa}{\partial Z} = -\frac{8}{15}\frac{\lambda}{\pi n_2 v_0}\frac{\partial \gamma_R}{\partial \omega}\eta^4 \quad (53)$$

これらの効果を利用すると、線形波動の速度で進む雑音とソリトンは時間的に分離し、適当な周波数フィルタやクロックを用いることにより、ソリトン信号だけを取り出すことが可能である。

5. む す び

ファイバ中の光ソリトンの発見からほぼ20年が経つ。この間、低損失ファイバの開発、低損失領域の波長(1.55 μm)で発振する半導体レーザの出現、EDFA光増幅器の発明、とソリトン通信にとって幸運な発見が次々となされた。また、非断熱領域で繰り返し多数の増幅器を通過した時のソリトンの振舞いを記述するガイディングセンターソリトンの理論、さらに、またソリトンの速度と振幅をロックするソリトンの自己形成理論、ソリトン信号と雑音の分離等、当初の単純なソリトン理論に比べソリトン通信を実用化するための画期的な理論が展開され、ソリトンの高速通信への実用化は間近に迫っている。この結果、1992年にはソリトンを用いた長距離通信実験の結果は、通信速度と通信距離で20 Gb/s, 13,000 kmと、両方とも従来方式の記録を更新した¹⁴⁾。

今後期待されるソリトン通信の方向は2つある。ひとつはMollenauerらが示したように、波長分割多重通信方式の開拓である。従来方式では分散性を除くため群速度分散が零である波長しか使用できないため、波長分割方式は不可能である。しかし、ソリトンの場合は分散性が必要とされるため、異常分散領域の波長帯であればどの波長を用いてもよい。この結果、EDFAの利得の中に入る波長帯をフルに利用した波長分割多重通信が考えられ、例えば、10 Gb/s $\times$ 8 ch = 80 Gb/s 程度までの高速通信が可能と考えられる。ソリトンを用いた波長分割通信のもうひとつの利点は、4.3節に示した自己形成の性質があるため、各チャンネルの中心波長で利得がピークを持つようなフ

フィルタを用いると、各チャンネルの利得を全く同値にする利得コントロールを必要としない点だ。これは、利得にばらつきがあっても（自己形成の結果）各々の利得に対して η , κ が安定点を持つからだ。

将来のソリトン通信が目指すことのできるもうひとつの方向は、フェムト領域の極超短パルスでソリトンを作り、分布定数型の EDFA を用いて 1 chTb/s 域の高速通信を行うことだ。この場合、数千 km の長距離通信は難しいが、数 km の短距離の超高速通信用としての利用が考えられる。

光ソリトンは、その振舞いが理論とよく合うという点で他の例を見ない。この結果、広く他の物理や工学の分野から注目を集めている。このため、ソリトン通信の発展は通信分野だけでなく、他の多くの分野に大きなインパクトを与えられよう。

終わりに、この論文を仕上げるにあたり、いろいろと御助言いただいた大阪大学通信工学科 丸田章博助手に感謝する。

(1993 年 3 月 9 日受付)

【参 考 文 献】

- 1) N. J. Zabusky and M. D. Kruskal: "Interaction of "Solitons" in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States", Phys. Rev. Lett., **15**, 6, pp. 240-243 (Aug. 1965)
- 2) C. S. Gardner, J. M. Greene, M. D. Kruskal and R. M. Miura: "Method for Solving the Korteweg-de Vries equation", Phys. Rev. Lett., **19**, 19, pp. 1095-1097 (Nov. 1967)
- 3) A. Hasegawa and F. Tappert: "Transmission of Stationary Nonlinear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers. I. Anomalous Dispersion", Appl. Phys. Lett., **23**, 3, pp. 142-144 (Aug. 1973)
- 4) V. E. Zakharov and A. B. Shabat: "Exact Theory of Two-Dimensional Self-Focusing and One-Dimensional Self-Modulation of Waves in Nonlinear Media", Sov. Phys. - JETP, **34**, 1, pp. 62-69 (Jan. 1972)
- 5) L. F. Mollenauer, R. H. Stolen and J. P. Gordon: "Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers", Phys. Rev. Lett., **45**, 13, pp. 1095-1098 (Sep. 1980)
- 6) A. Hasegawa and Y. Kodama: "Signal Transmission by Optical Solitons in Monomode Fiber", Proc. IEEE, **69**, 9, pp. 1145-1150 (Sep. 1981)
- 7) Y. Kodama and A. Hasegawa: "Amplification and Reshaping of Optical Solitons in a Glass Fiber-II", Opt. Lett., **7**, 7, pp. 339-341 (July 1982)
- 8) A. Hasegawa: "Amplification and Reshaping of Optical Solitons in a Glass Fiber-IV Use of Stimulated Raman Process", Opt. Lett., **8**, 12, pp. 650-652 (Dec. 1983)
- 9) A. Hasegawa: "Numerical Study of Optical Soliton Transmission Amplified Periodically by the Stimulated Raman Process", Appl. Opt., **23**, 19, pp. 3302-3309 (Oct. 1984)
- 10) R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey and D. N. Payne: "Low-Noise Erbium-Doped Fibre Amplifier Operating at 1.54 μm ", Electron. Lett., **23**, 19, pp. 1026-1028 (Sep. 1987)
- 11) E. Desurvire, J. R. Simpson and P. C. Becker: "High-Gain Erbium-Doped Traveling-Wave Fiber Amplifier", Opt. Lett., **12**, 11, pp. 888-890 (Nov. 1987)
- 12) M. Nakazawa, Y. Kimura and K. Suzuki: "Soliton Amplification and Transmission with Er³⁺-Doped Fibre Repeater Pumped by GaInAsP Laser Diode", Electron. Lett., **25**, 3, pp. 199-200 (Feb. 1989)
- 13) M. Nakazawa, E. Yamada, H. Kubota and K. Suzuki: "10 Gbit/s Soliton Data Transmission over one Million Kilometres", Electron. Lett., **27**, 14, pp. 1270-1272 (July 1991)
- 14) L. F. Mollenauer, E. Lichtman, G. T. Harvey, M. J. Neubelt and B. M. Nyman: "Demonstration of Error-Free Soliton Transmission Over More Than 15,000 km at 5 Gbit/s, Single-Channel, and Over More Than 11,000 km at 10 Gbit/s in Two-Channel WDM", Electron. Lett., **28**, 8, pp. 792-794 (Apr. 1992)
- 15) L. F. Mollenauer, E. Lichtman, M. J. Neubelt and G. T. Harvey: "Demonstration, Using Sliding-Frequency Guiding Filters, of Error-Free Soliton Transmission Over More Than 20,000 km at 10 Gbit/s, Single-Channel, and Over More Than 13,000 km at 20 Gbit/s in a Two-Channel WDM", OFC'93 Post deadline paper (1993)
- 16) Y. Kodama and A. Hasegawa: "Generation of Asymptotically Stable Optical Solitons and Suppression of the Gordon-Haus Effect", Opt. Lett., **17**, 1, pp. 31-33 (Jan. 1992)
- 17) A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus and Y. Lai: "Soliton Transmission Control", Opt. Lett., **16**, 23, pp. 1841-1843 (Dec. 1991)
- 18) A. Hasegawa and Y. Kodama: "Guiding-Center Soliton in Optical Fibers", Opt. Lett., **15**, 24, pp. 1443-1445 (Dec. 1990), "Guiding-Center Soliton", Phys. Rev. Lett., **66**, 2, pp. 161-164 (Jan. 1991) and "Guiding-Center Soliton in Fibers with Periodically Varying Dispersion", Opt. Lett., **16**, 18, pp. 1385-1387 (Sep. 1991)
- 19) Y. Kodama and A. Hasegawa: "Nonlinear Pulse Propagation in a Monomode Dielectric Guide", IEEE J. Quantum Electron., **QE-23**, 5, pp. 510-524 (May 1987)
- 20) P. D. Lax: "Integrals of Nonlinear Equations of Evolution and Solitary Waves", Comm. Pure Appl. Math., **21**, pp. 467-490 (1968)
- 21) J. Satsuma and N. Yajima: "Initial Value Problems of One-Dimensional Self-Modulation of Nonlinear Waves in Dispersive Media", Suppl. Prog. Theor. Phys. (Japan), **55**, pp. 284-306 (1974)
- 22) J. P. Gordon and H. A. Haus: "Random Walk of Coherently Amplified Soliton in Optical Fiber Transmission", Opt. Lett., **11**, 10, pp. 665-667 (Oct. 1986)
- 23) A. Hasegawa, T. Yano and Y. Kodama: "Separation of Noise from Signal in Soliton-Based Systems", to be published.

は せ が わ あきら
長谷川 晃 昭和 32 年、大阪大学工学部通信工学科卒業。昭和 34 年、同大学院工学研究科通信工学専攻修士課程修了。同年、松下電器産業(株)に入社。昭和 36 年、カリフォルニア大学大学院入学。昭和 39 年、米国ベル研究所特別研究員。同年、米国カリフォルニア大学大学院バークレー校電気工学専攻博士課程修了。Ph.D. 同年、大阪大学基礎工学部助教授。昭和 59 年、大阪大学レーザー核融合研究センター教授。平成 3 年、大阪大学工学部教授。理学博士。