

フェムト秒レーザパルスを用いたテーパファイバ中の
スーパーコンティニウムスペクトル発生王 朝陽^{*1}, 曾根 宏靖^{*2}, 佃 知明^{*1}, 今井 正明^{*1}Supercontinuum Spectrum Generation in Tapered Fiber
Using Femtosecond Laser PulsesZhaoyang WANG^{*1}, Hiroyasu SONE^{*2}, Tomoaki TSUKUDA^{*1}, Masaaki IMAI^{*1}

(原稿受付日 平成 18 年 5 月 23 日 論文受理日 平成 18 年 9 月 8 日)

Abstract

We present an extended nonlinear Schrödinger equation model that involves the dispersion coefficient and effective core area varying along the transition length of tapered fiber. The supercontinuum generated from short tapered fibers with a few micrometer diameter waist gives a good agreement with experiments of Teipel et al. and the modified stimulated Raman scattering formulation in our analysis is found to be effective. The spectral evolution along the tapered fiber is also investigated in order to gain insights into mechanism of the white light. In addition, the phase of supercontinuum pulse is calculated in some detail and shown along the propagation distance.

Keyword: Supercontinuum spectrum, Tapered fiber, Femtosecond pulse

1 はじめに

超高速・超大容量化が要求されているテラビットネットワークの構築、また超高速応答現象の解明に向けて、超広帯域パルス光源の開発が必須である。近年、高強度短光パルスが光ファイバなどの透明媒質中を伝搬するときに発生する超広帯域化現象はスーパーコンティニウム(Supercontinuum: SC)スペクトル光として知られようになった⁽¹⁾。これは光が狭いファイバコアに閉じ込められるため、実効的な強度密度が高くなり、高次非線形光学効果の複合過程で生じると考えられる。発生した

SC 光は、スペクトル全域にわたって各波長成分の位相関係が連続的に保持されるという特徴を持つ。そのため高密度波長分割多重 (Dense Wavelength Division Multiplexing: DWDM)用光源として研究が盛んである⁽²⁾。

SC 用ファイバとしては、波長分散特性がフラットで長手方向に減少する分散フラット/減少ファイバ(Dispersion Flattened/ Decreasing Fiber: DFDF)が検討されてきた⁽³⁾⁽⁴⁾。最近、光ファイバに空孔を導入した新たな構造を持つフォトリソニック結晶ファイバ(Photonic Crystal Fiber: PCF)が注目され、可視光領域でも平坦性に優れた SC スペクトルが観測された⁽⁵⁾⁽⁶⁾。一方、従来の通信用ファイバの外径を加熱延伸法より極端に細くした双方向テーパファイバ(Biconical Tapered Fiber)においても SC 発生が実証

*1 電気電子工学科

*2 北見工業大学情報システム工学科

された⁽⁷⁾⁽⁸⁾。テーパファイバでは光強度分布がクラッド直径数 μm 程度以下の領域に閉じ込められ、零分散波長は従来の通信用の $1.3\sim 1.5\ \mu\text{m}$ 帯よりも可視領域の $800\ \text{nm}$ 帯に移る⁽⁹⁾。そのため、テーパウエスト部で自己位相変調 (Self-Phase Modulation: SPM) と誘導ラマン散乱 (Stimulated Raman Scattering: SRS) などの高次非線形効果が顕著になり、高次分散効果との相互作用が強まる。その結果、数 cm 程度の長さでも SC 発生が起これると考えられる。

テーパファイバによる SC 発生を解明するため、多くの研究グループにより数値解析が報告されている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。しかし、実験結果とよく一致した結果を得るためには、さらに厳密な解析モデルが必要である。特に、テーパ遷移部分での断面形状の軸方向変化による光ファイバ電磁波モードを厳密に評価しなければならない。

本研究は、高次分散効果と高次非線形効果を考慮した変形非線形シュレディンガー方程式 (Nonlinear Schrödinger Equation: NLSE) モデルを提案する⁽¹³⁾。また、ラマン散乱項をローレンツ関数モデルで近似することにより、超広帯域スペクトルパルスによる SRS 効果を厳密に評価することができる⁽⁴⁾。テーパファイバの遷移部分 (Fig.1 参照) において、軸方向に沿って波長分散及び有効コア断面積が変化することも考慮している。これまで報告された文献 (11) の実験結果と比較することにより、本解析法の妥当性を示す。さらに、SC スペクトルの振幅特性の波形整形を行うために、位相の周波数依存性についても調べた。

2 テーパファイバ

まず、Fig.1 に解析に用いた双方向テーパファイバの概略を示す。ウエスト直径は $2.3\ \mu\text{m}$ とし、入射側と出射側のアンテーパ部分、両側のテーパ遷移部分、そしてウエスト部分のファイバ長がそれぞれ 4mm 、 15mm と 75mm になるように設定した。これは文献 (11) から Teipel らによって報告された

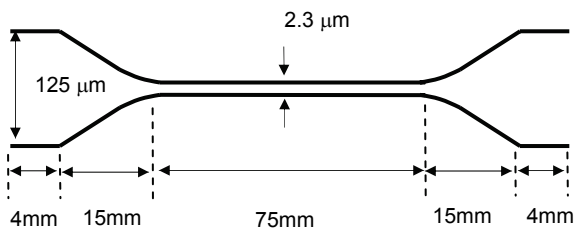


Fig. 1 Structure of a tapered fiber.

サンプル形状とほぼ同じである。また、テーパ形状は、入射端から徐々に細く指数関数的に変化しているとした⁽¹³⁾。

次に、双方向テーパウエストの波長分散特性と有効コア断面積の変化を求め、(a) 波長、(b) ウエスト直径、(c) 伝搬距離の関数として Fig.2 に示す。Fig.2(a) の破線は純粋石英コアファイバ (クラッド径が $125\ \mu\text{m}$) を表し、実線は文献 (7) に掲載されている

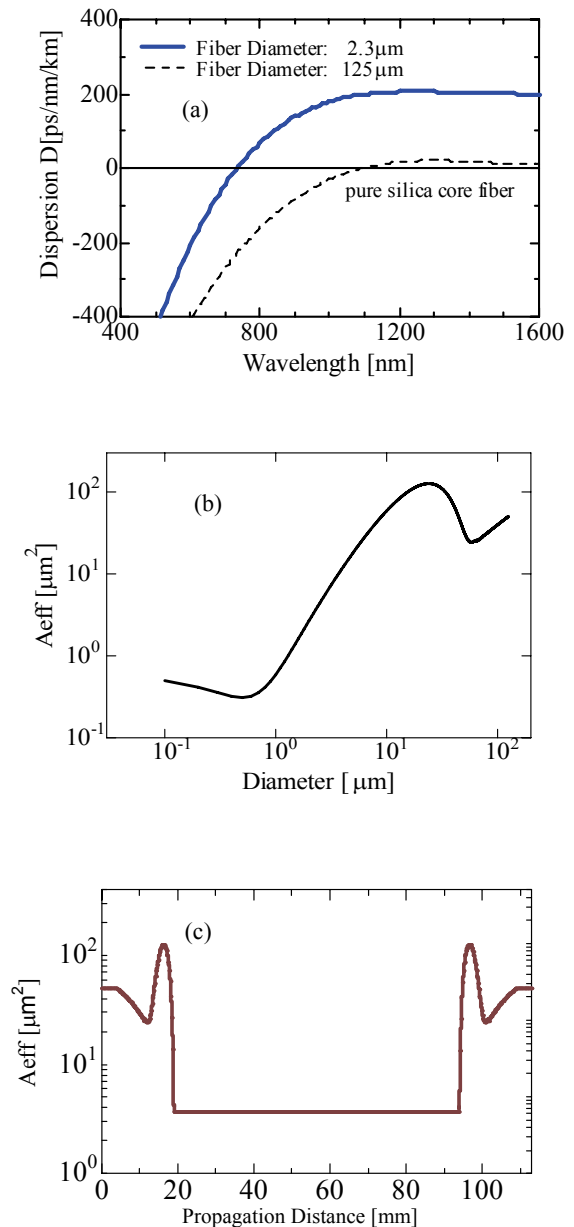


Fig. 2 (a) Calculated dispersion parameter D with wavelength and (b) effective core area A_{eff} of the fundamental mode in the tapered fiber with diameter and (c) the A_{eff} with propagation distance at $\lambda_0 = 850\ \text{nm}$.

グラフから4次関数でフィッティングしたもの(コア径が 2.3 μm)である。このことから、ウエスト径を細くすると零分散波長が短波長側にシフトすることが分かる。Fig.2(b)と(c)はそれぞれクラッド径と伝搬距離に対するスカラー近似の電磁界分布より見積もった有効コア断面積の変化である⁽¹⁴⁾。ファイバが極端に細く(直径 1~10 μm)テーパ化することにより有効コア断面積が急激に減少している。これはファイバが細くなると、入射光がクラッド部に漏れて有効コア断面積が増加し、さらにファイバを細くすることで今度は空気をクラッド部の代わりに光が伝搬し、光の閉じ込め作用が強くなるためと考えられる。

3 NLSE モデル

本研究では、Fig.2 で示した特性を有するテーパファイバ中をピークパワーが数 kW オーダーの sech^2 型 Transform limited(TL)光パルスの伝搬について考察する。ファイバ中を伝搬する光電場のパルス波形は搬送波周期に比べて十分穏やかに変化すると仮定し、式(1)に示す変形非線形シュレディンガー方程式(NLSE)⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾を用いて数値解析した。ここでは、波長分散が中心波長においてゼロに近いため、5次までの波長分散項を含めた。また、波長依存損失、自己急峻化、SRS も考慮した。数値解析には Split-Step Fourier (SSF)法⁽¹⁵⁾を用いた。

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{i}{2!}\beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} - \frac{1}{3!}\beta_3 \frac{\partial^3 u}{\partial T^3} - \frac{i}{4!}\beta_4 \frac{\partial^4 u}{\partial T^4} + \frac{1}{5!}\beta_5 \frac{\partial^5 u}{\partial T^5} = -\frac{\alpha}{2}L_D u + i \left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0 T_0} \frac{\partial}{\partial T} (|u|^2 u) + F^{-1} [[\chi_R F |u|^2] u] \right],$$

$$T = (t - \beta_1 z) / T_0, \quad (1)$$

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2, \quad L_D = T_0^2 / |\beta_2|,$$

$$T_0 = t_p / (2 \ln(1 + \sqrt{2})) \approx t_p / 1.763,$$

$$\beta_j = \beta^{(j)} / (|\beta_2| T_0^{j-2}) \quad (j = 2, 3, 4, 5),$$

$$\gamma = n_2 \omega_0 / (c A_{\text{eff}}),$$

ここで、 F 、 F^{-1} はそれぞれフーリエ変換、逆変換を表す演算子である。パルスと共に移動する群速度座標系に変換するために、規格化された時間 T を導入する。 u は(規格化された)緩慢変化包絡線近似した複素電場振幅、 T_0 は入射パルス幅(半値全幅は t_p)、 $\beta^{(j)}$ はファイバ伝搬中の j ($j=2,3,4,5$)次分散変動値、 β_2 はファイバ入射時の分散値、 z は分散

の長さ L_D で規格化された伝播距離である。 D は ps/nm/km 単位で表記される分散値であり、 c は真空中の光速、 λ_0 は入射中心波長を表す。 γ は非線形係数、 P_0 は入射ピークパワーであり、 n_2 は非線形屈折率、 ω_0 は中心角周波数、 A_{eff} は有効コア断面積を表す。

式(1)の左辺の第 2~5 項は波長分散項で β_j は伝搬距離と共に変化する量である。右辺の第 1 項は波長依存損失 α 、第 2 項括弧中の第 1~3 式はそれぞれ SPM、自己急峻化と SRS を示している。発生する SC スペクトル幅が励起光近傍における第 1 次近似有効範囲よりもはるかに広がるため、ラマン感受率から求められるラマン散乱項 χ_R として式(2)のようにローレンツ関数モデルで近似した⁽¹⁶⁾。

$$\chi_R(\Omega) = \frac{\chi_0(\Omega_R \Gamma_R)}{\Omega_R^2 - \Omega^2 - i\Gamma_R \Omega}, \quad (2)$$

ここで、 $\Omega = (\omega - \omega_0) T_0$ は規格化角周波数、 $\chi_0 = 0.275$ はファイバ材料などによって決まる定数、 $\Omega_R = 13.2 \text{THz} \times 2\pi T_0$ は規格化ラマンシフト、 $\Gamma_R = 15.44 \text{THz} \times 2\pi T_0$ は規格化ラマンスペクトルの線幅である。また、解析に用いた値は溶融石英ガラスの一般的な値である。

Table 1 には入射パルスの中心波長が 800 nm の場合、Fig.1 で示した形状をもつテーパファイバの有効コア断面積、非線形効果を表す非線形係数と 5 次までの高次分散項の値を示す。テーパウエスト径を 2.3 μm まで細くすると、 A_{eff} は非常に小さくなり、 γ は 4.7~64 $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ まで増加した。また、群速度分散値は正常分散領域($D < 0$)から異常分散領域($D > 0$)に変化することが分かった。

Table 1 Fiber parameters used for SC simulation.

	At the input end	At the waist (2.3 μm)
λ_0	800 [nm]	
n_2	3.0×10^{-20} [m^2/W]	
A_{eff}	50 [μm^2]	3.6 [μm^2]
γ	4.7 [$\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$]	64 [$\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$]
D	-105.9 [ps/km/nm]	68.6 [ps/km/nm]
β_2	3.599×10^{-2} [ps^2/m]	-2.330×10^{-2} [ps^2/m]
β_3	8.583×10^{-5} [ps^3/m]	1.221×10^{-4} [ps^3/m]
β_4	-1.268×10^{-7} [ps^4/m]	-1.275×10^{-7} [ps^4/m]
β_5	6.316×10^{-11} [ps^5/m]	5.357×10^{-11} [ps^5/m]

4 スペクトル解析結果と比較

数値解析には、入射光としてフェムト秒 Ti:Sapphire レーザを考え、繰り返し周波数 80MHz、入射中心波長 800nm、パルス幅 380fs とした。これらは実験結果と比較するため、文献(11)に掲載された短光パルスのパラメータとほぼ同じである。

Fig.1 で示したテーパファイバを用いて、他の入射条件を固定し、入射平均パワーのみを 45、85、100、200mW と変化させた時のスペクトル解析結果を Fig. 3 (a)に示す。Fig. 3 (b)と(c)はそれぞれ文献

(11)から Teipel らの実験結果と SRS を考慮していないモデルによる Teipel らの解析結果である。これらの結果を比較すると、我々が提案した解析モデルによる結果(Fig.3(a))は実験結果(Fig.3(b))と近いスペクトルになっていることが分かる。即ち、ラマン散乱項をローレンツ関数モデルで近似することが広帯域な SC スペクトルを得るために必要不可欠である。

また、Fig.4 は入射平均パワーを 180mW に固定し、ウエスト径 2.0 μm であるテーパファイバのウエスト長さのみを 50、75、90 mm と変化させた時、

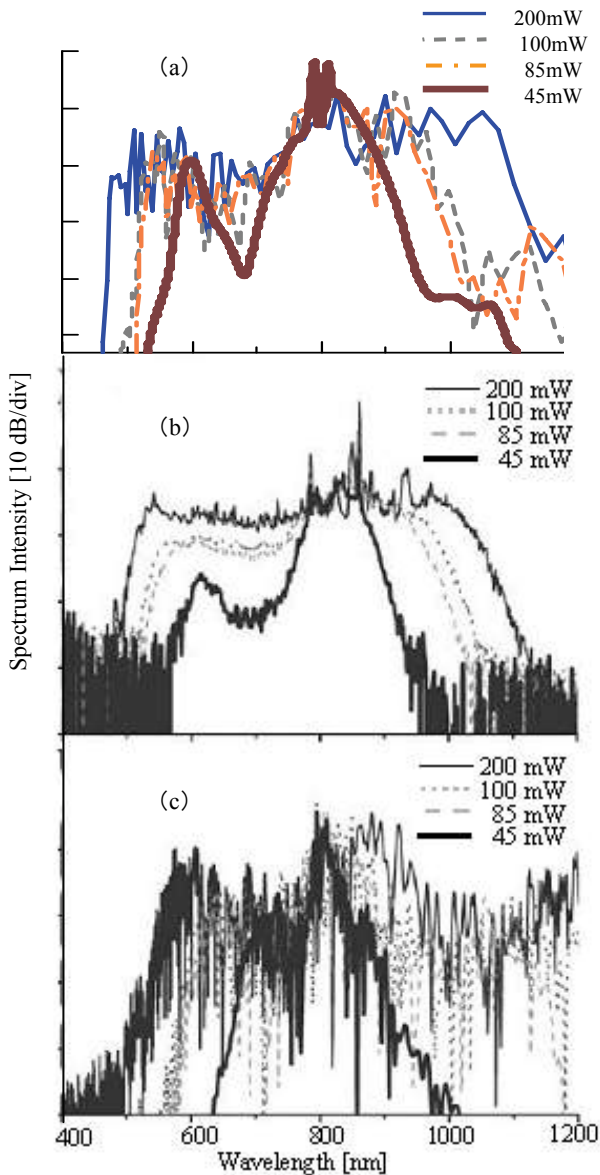


Fig. 3 Spectra for different output powers with (a) our simulation, (b) experiment⁽¹¹⁾ and (c) Teipel et al.'s simulation⁽¹¹⁾.

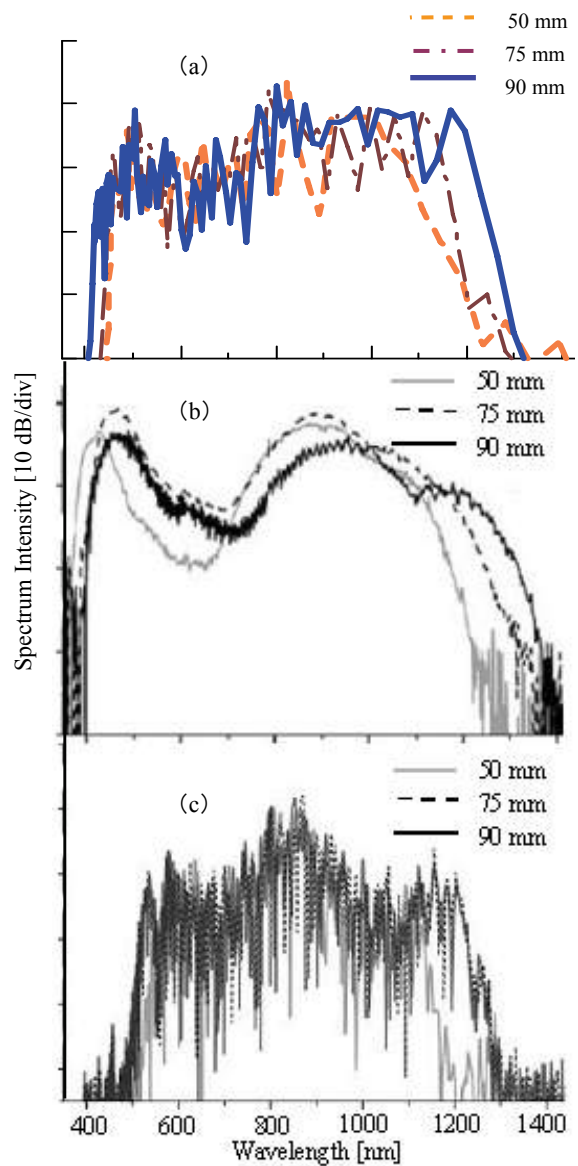


Fig. 4 Spectra for different fiber waist lengths with (a) our simulation, (b) experiment⁽¹¹⁾ and (c) Teipel et al.'s simulation⁽¹¹⁾.

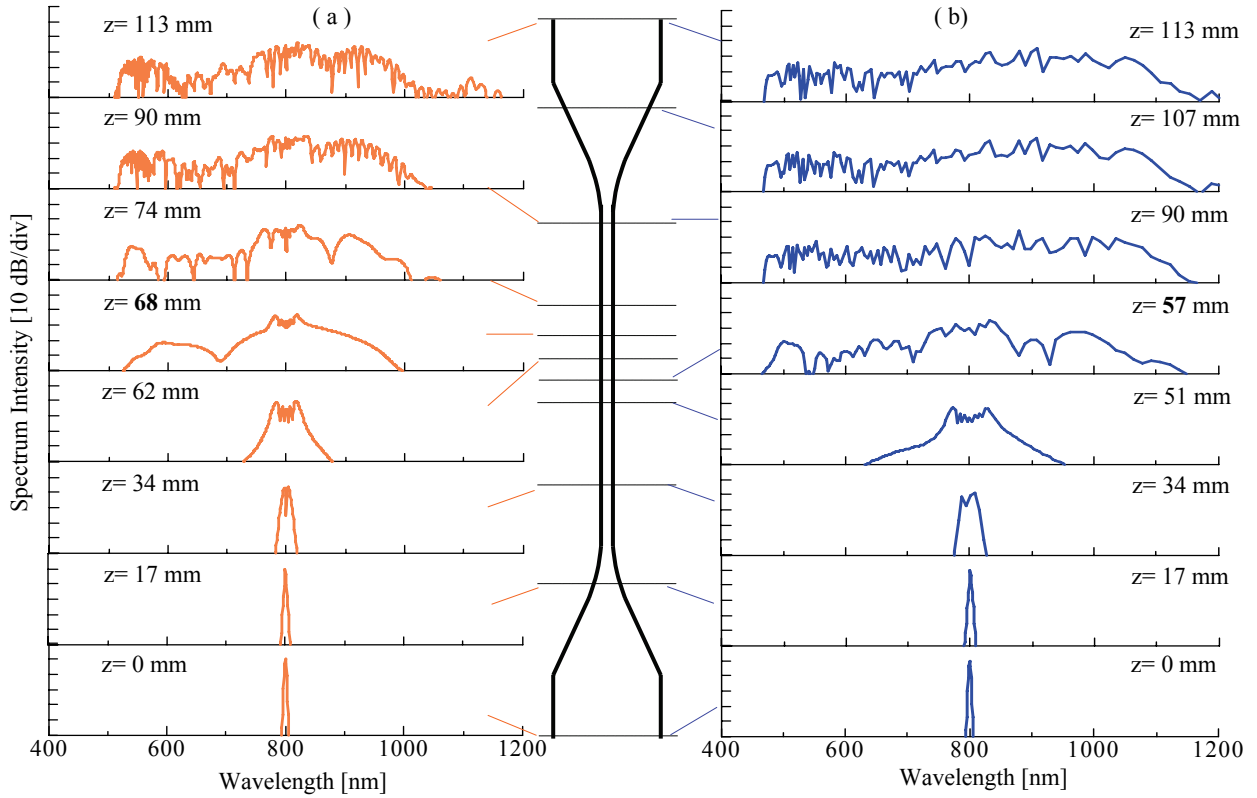


Fig. 5 Evolution of pulse spectrum along tapered fiber for P_{ave} of (a) 100mW and (b) 200mW.

我々の解析結果(Fig.4(a))と文献(11)の実験結果(Fig.4(b))および彼らによる解析結果(Fig.4(c))を比較している。実験結果に比較的良く一致しているスペクトル幅と形状が得られたことから、本論文で提案する解析手法の妥当性が再確認できた。

さらに、テーパファイバによる SC 発生過程の詳細を明らかにするため、長手方向に沿ってスペクトルの伝搬特性を調べた。その結果を Fig.5 に示す⁽¹⁷⁾。Fig.5(a), (b)は、それぞれ Fig.3(a)で示した平均パワーが 100mW と 200mW の場合である。テーパファイバを用いた SC 発生 の 主 要 因 は テーパ化 (コア径が減少すること)による非線形効果の増大と分散値が異常分散領域へ変化する、あるいは零分散値に近づく分散効果との相互作用によるためである。このことは、Fig.5(a)の 68mm と(b)の 57mm 付近におけるスペクトルの急激な広がりから裏付けられる。また、100mW の場合(Fig.5(a))、スペクトルの広がり始まる場所が 200mW の場合より少し長くなることが見取れる。これは入射パワーが弱いと、高次非線形効果と分散効果の相互作用がある閾値に達するまで、より長い伝搬距離が必要になるためと考えられる⁽¹⁸⁾。

5 位相の周波数依存性

発生した SC スペクトルには位相の周波数依存性 $\phi(f)$ があるためにそのままでは超広帯域光源として実用化できない。これを制御する一手法として SC スペクトルを空間周波数に分光し、空間位相変調器などを用いて各周波数毎に位相を制御する方法が考えられる⁽¹⁹⁾。本節では、その位相補償に必要な SC スペクトルの位相に関する周波数特性を詳細に調べる。位相の周波数特性は式(3)により、複素電場の偏角として定義される。

$$\phi(f) = \tan^{-1} \frac{\text{Im}[u(f)]}{\text{Re}[u(f)]}, \quad (3)$$

しかし、 $\phi(f)$ の値はそのまま計算機で求めると、 2π の範囲に限定される。これは \tan^{-1} の計算では主値の範囲($-\pi \leq \phi(f) \leq \pi$)で解を求めるためである。位相変化が 2π の範囲を超えて連続するために位相接合を行わなくてはならない。そこで、中心周波数 $f_0 (= c/\lambda_0)$ 付近の位相がゼロになるようにして、位相特性を連続的に繋げるためアンラッピング(unwrapping)処理⁽²⁰⁾を行った。

Fig.5(b)のようにウエスト長さ 75mm(全長 113 mm)のテーパファイバ中に平均パワー200 mW のパ

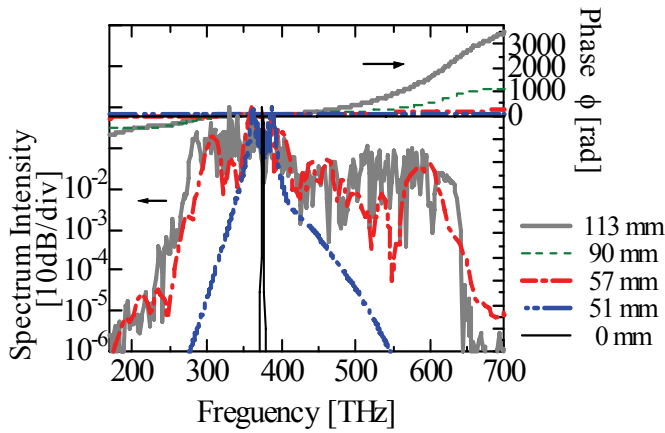


Fig. 6 Pulse spectrum and phase as a function of frequency at special distances of tapered fiber.

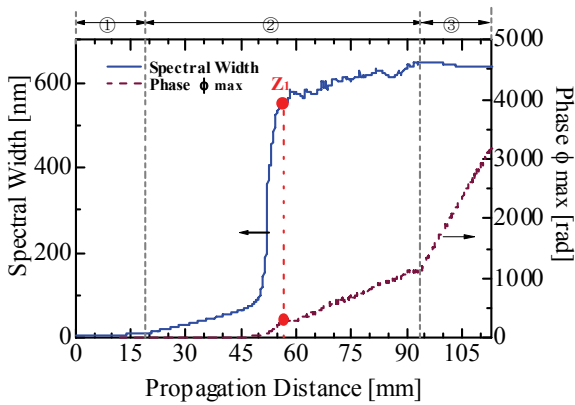


Fig. 7 Pulse spectra width and phase ϕ_{max} for P_{ave} of 200 mW as a function of propagation distance. (①,③: untapered and transitional region; ②: waist region).

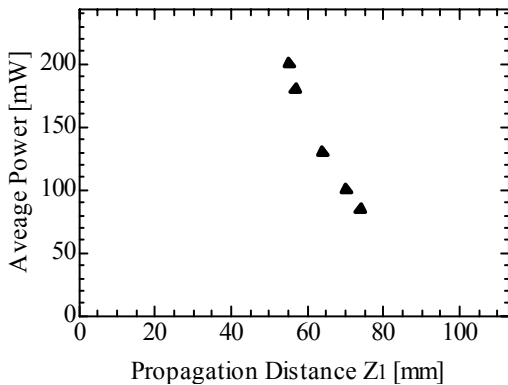


Fig.8 Propagation distance Z_l for SC spectrum broadening with different average powers P_{ave} .

ルスが入射する場合、各伝搬長でスペクトル強度 $I(f) (=|\text{Im}[u(f)]|^2 + |\text{Re}[u(f)]|^2)$ と位相 $\phi(f)$ の周波数依存性を Fig.6 に示す。ほぼウエストの真中(57mm)以降の伝搬距離で、 $I(f)$ はすでに広がっていて、大きな変化は見られない。一方、伝搬距離が長くなると、そこまで変化がなかった位相推移量は増加し始める。これは広がった SC スペクトルが正常分散領域の位相変化も含んでしまうためである。位相の変化には正常分散領域の効果が常に積算されているためと考えられる。

次に、スペクトル強度の最大値から 10^{-6} の値を示す周波数での $\phi(f)$ の最大値を最大位相量 ϕ_{max} と定義する。Fig.5(b)と同じファイバサンプルに 200mW の平均パワーを入射する場合、この ϕ_{max} (破線) と SC スペクトル幅(最大値から -20dB、実線) の関係を Fig.7 に示す。この図より、SC スペクトルがウエスト部分のほぼ中央 ($Z_l=57\text{mm}$) で急激に広がった後、スペクトル広がり飽和する。一方、最大位相量は伝搬長と共に増加し続けることが分かった。

さらに、入射平均パワー P_{ave} が 85~200 mW 変化した場合、SC スペクトルが発生した直後の伝搬長 Z_l の変化を Fig.8 に示す。 P_{ave} が小さいと、SC 発生のためには、長い伝搬距離 Z_l が必要であることが分かった。

これらの結果から、空間位相変調器を用いた位相の周波数依存特性を制御するためには、パルスパワーやウエスト直径に応じたテーパウエスト部分の長さを適当に設計しなくてはならない。それにより、位相変化量を最小限に抑えることができ、かつ効率良く広がる SC スペクトルが得られると考えられる。

6 まとめ

双方向テーパファイバを用いて高次非線形効果を考慮した SC スペクトル特性を厳密な数値解析を行い、実験結果と比較し、我々の解析手法の妥当性を実証した。また、パルス伝搬過程における SC スペクトルが急激に広がる伝搬長を求めた。さらに、SC パルスの位相の周波数依存性も調べた。今後は、テーパファイバによる SC スペクトル広帯域化のための入射パルスパラメータとファイバの条件を明らかにすること、多波長パルス光源などへの応用を検討する予定である。

文献

- (1) R.R.Alfano ed., *The Supercontinuum Laser Source*, (Springer-Verlag, New York, 1989)
- (2) 猿渡正俊, テラビット光通信と光パルス, 光学, 32 巻 10 号(2003), p588-596.
- (3) T.Okuno, M.Onishi, and M.Nishimura, Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, Vol.10, No.1 (1998), p72-74.
- (4) 曾根宏靖, 荒井将, 河野健司, 今井正明, 今井洋, 分散フラット/減少ファイバーを用いた広帯域スーパーコンテニウムスペクトルの発生条件, 光学, Vol.30, No.8(2001), p522-527.
- (5) J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm, *Opt. Lett.*, Vol.25, No.1 (2000), p25-27.
- (6) S.Coen, A.H.L.Chau, R.Leonhardt, J.D. Harvey, J.C.Knight, W.J.Wadsworth, and P.St.J. Russell, White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber, *Opt. Lett.*, Vol.26, No.17(2001), p1356-1358.
- (7) T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, Supercontinuum generation in tapered fibers, *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 19 (2000), p1415 -1417.
- (8) S. M. Kobtsev, S. V. Kukarin, N. V. Fateev, Controlling the width of a femto-second continuum generated in a small-diameter fiber, *Quantum Electronics*, Vol. 32, No.1(2002), p11-13.
- (9) J.M.Harbold, F.Ö.Ilday, and F.W.Wise, T.A.Birks, W.J.Wadsworth, and Z.Chen, Long-wavelength continuum generation about the second dispersion zero of a tapered fiber, *Opt. Lett.*, Vol.27, No.17 (2002), p1558-1560.
- (10) J.M.Dudley and S.Coen, Numerical simulations and coherence properties of supercontinuum generation in photonic crystal and tapered optical fibers, *IEEE J. Select. Topics in Quantum Electronics*, Vol.8, No.3 (2002), p651-657.
- (11) J.Teipel, K.Franke, D.Türke, F.Warken, D.Meiser, M.Leuschner, and H.Giessen, Characteristics of supercontinuum generation in tapered fibers using femtosecond laser pulses, *Appl. Phys. B* Vol.77, No.2-3 (2003), p245-251.
- (12) M.Kolesik, E.M.Wright, J.V. Moloney, Simulation of femtosecond pulse propagation in sub-micron diameter tapered fibers, *Appl. Phys. B*, Vol. 79, No. 3 (2004), p293-300.
- (13) Z.Wang, T.Tsukuda, H.Sone, M.Imai, and H.Kano, Characteristics of femtosecond supercontinuum generation in a short tapered fiber with a few micrometer diameter waist, *Proceedings of ICO 20, Changchun, China (Aug. 2005)*, No. 02-06-09.
- (14) P.Dumais, F.Gonthier, S.Lacroix, J.Bures, A. Villeneuve, P.G.J.Wigley, and G.I. Stegeman, Enhanced self-phase modulation in tapered fibers, *Opt. Lett.*, Vol. 18, No 23 (1993), p1996-1998.
- (15) G.P.Agrawal, *非線形ファイバー光学* (原書第 2 版), 吉岡書店,(1997).
- (16) B.Gross and J.T.Manassah, Supercontinuum in the anomalous group-velocity dispersion region, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 9, No.10 (1992), p1813-1818.
- (17) 王朝陽, 曾根宏靖, 佃知明, 今井正明, フェムト秒レーザーパルスを用いたテーパファイバ中のスーパーコンテニウムスペクトル発生, 2006 年電子情報通信学会総合大会講演論文集, (2006 年 3 月), No. B-13-34.
- (18) 王朝陽, 曾根宏靖, 佃知明, 今井正明, フェムト秒レーザーパルスを用いたテーパファイバ中のスーパーコンテニウムのスペクトルと位相の周波数特性, 平成 18 年電気・情報関係学会北海道支部連合大会講演論文集, (2006 年 10 月), No. 252.
- (19) M. Yamashita, M. Hirasawa, N. Nakagawa, K. Yamamoto, K. Oka, R. Morita, and A. Suguro, Pulse compression of white-light continuum generated by induced phase modulation in a conventional glass fiber, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.21, No.2 (2004), p458-462.
- (20) 曾根宏靖, 王朝陽, 向川大敬, 澤田潤, 丸山雄也, 原田康浩, 今井正明, 分散制御ファイバーによるスーパーコンテニウムパルスの位相の周波数依存性, 第 41 回応用物理学会北海道支部/第 2 回日本光学会北海道支部合同学術講演会予稿集, (2006 年 1 月), No. C-29.