

分散フラット/減少ファイバーを用いた広帯域スーパー コンティニウムスペクトルの発生条件

曾根 宏靖*・荒井 将*・河野 健司***・今井 正明*・今井 洋***

*室蘭工業大学工学部電気電子工学科 〒050-8585 室蘭市水元町 27-1

**現在：日本航空電子工業株式会社 〒196-8555 昭島市武蔵野 3-1-1

***九州工業大学情報工学部電子情報工学科 〒820-8502 飯塚市川津 680-4

Condition for Generating Broadband and Flat Supercontinuum Spectrum Using a Dispersion-Flattened/Decreasing Fiber

Hiroyasu SONE*, Tasuku ARAI*, Takeshi KAWANO***, Masaaki IMAI* and Yoh IMAI***

*Department of Electrical and Electronic Engineering, Muroran Institute of Technology, 27-1 Mizumoto-cho, Muroran 050-8585

**Presently, Japan Aviation Electronics Industry, Ltd., 3-1-1, Musashino, Akishima, 196-8555

***Department of Computer Science and Electronics, Kyushu Institute of Technology, 680-4, Kawazu, Iizuka 820-8502

It is well known that the spectra of optical short pulses with intense powers broaden extremely its width through the interaction of nonlinear optical effect due to high-intensity optical pulses and group-velocity dispersion of a dispersion-flattened/decreasing fiber (DFDF). In order to analyze supercontinuum (SC) spectrum generation, the first order approximation of stimulated Raman scattering (SRS) effect on the SC generation near the pump light wavelength was employed so far. However, the actually generating SC spectrum becomes wider than the effective range of this approximation. In this paper, the numerical analysis of SC generation in a DFDF were carried out based on the harmonic oscillator model (Lorentzian model) for the generalized Raman scattering susceptibility. The validity of this numerical analysis was demonstrated by experiment. Moreover, the influence of incident pulse width and peak power and group-velocity dispersion of a DFDF on the generated SC spectrum was examined. From these results, the condition for generating broadband and flat SC spectra in a DFDF was clarified.

Key words: nonlinear fiber optics, supercontinuum spectrum, optical soliton, dispersion-flattened/decreasing fiber, stimulated Raman scattering

1. はじめに

近年のIT革命によるインターネットの急速な普及に伴って、情報伝送速度のより高速化、大容量化が要求されている。そのために、光領域で信号処理を行う光時分割多重(TDM)や光波長分割多重(WDM)が注目されている。このようなテラビットネットワークの構築に向けて超広帯域パルス光源の開発が必須である。最近、光ファイバーのような透明媒質を高強度短光パルスで励起するとその出射パルスが超広帯域スペクトルを示す現象はsupercontinuum(SC)光として知られるようになった¹⁾。光ファイバーは、

10 μm 程度の狭いコア領域に高強度の光が閉じ込められるために実効的に強度密度が高くなり、非線形光学効果現象の利用に適している。この光ファイバーを用いて発生したSC光源を光波長領域でフィルタリングし、WDM伝送実験が行われている^{2,3)}。特に、波長分散特性がフラットな特性を有する分散フラット/減少ファイバー(dispersion-flattened/decreasing fiber; DFDF)を用いれば、平坦性にすぐれたSCスペクトルが得られることが数値解析や実験により報告された⁴⁻⁷⁾。

最近、特殊構造のフォトニックバンドギャップクリスタ

E-mail: sone@mmm.muroran-it.ac.jp

ルファイバー⁸⁾やウエスト部を極端に細くした双方向テーパーファイバー⁹⁾による SC 発生が報告されている。これらのファイバーは数センチ程度の長さをもつが、光強度分布がクラッド直径数マイクロメートル以下に閉じ込められ、自己位相変調 (SPM) などの非線形効果が増強されるため、SC 発生が起こると考えられている。また、短パルス光源からのレーザー光をハーフミラーと $\lambda/2$ 板により直交偏光パルスに 2 分割した後に偏波保持ファイバーの主軸に入射して、それぞれのパルス間の相互位相変調効果を利用することが提案された¹⁰⁾。今後は、これらの特殊な断面構造で、かつ長手方向の波長分散特性が制御された光ファイバーによる出射スペクトルの白色化を考慮する必要がある。

DFD を用いた SC スペクトルは伝搬パルスが断熱圧縮されるため高次非線形効果、特に誘導ラマン散乱 (stimulated Raman scattering; SRS) 効果が顕著に表れることが知られている⁷⁾。これまでこれらを解析するのに、励起光波長近傍における SRS 効果の第 1 次近似を用いていた^{6,7)}。しかし、実際に発生する SC スペクトルはその有効範囲よりも広がる。本論文では、SRS 効果をローレンツ関数モデル¹¹⁾で近似することにより数値解析を行った。また、DFDF を用いて SC 発生の予備実験⁷⁾も行い、この数値解析の妥当性を示した。さらに、入射パルス幅、ピークパワー特性、DFDF の波長分散特性が SC スペクトルに及ぼす影響についても調べた。

2. SC スペクトルの解析原理

2.1 分散フラット/減少ファイバー (DFDF)

Fig. 1 に純粋石英と、本論文で検討している DFDF の波長分散特性を示す。この図において正の分散値は異常分散を示す。また、図中の DFDF は光ファイバー両端と 2.184 km 付近のゼロ分散領域の波長分散特性曲線である。DFDF の波長分散特性は純粋石英と比べると、分散値の波長特性が入射中心波長付近かつゼロ分散付近で対称である。このことは SC 発生時におけるスペクトルが対称に広がる原因となる⁴⁾。また、DFDF の波長分散平坦性の目安を表す数値として、 $-1 \text{ ps/km}\cdot\text{nm}$ での波長幅 $\Delta\lambda_0$ を定義した。このファイバーでは $\Delta\lambda_0 = 180 \text{ nm}$ である。使用したファイバーは入射端において異常分散であり、2.184 km 付近でゼロ分散となり、出射端において正常分散になる⁷⁾。このような分散特性は構造分散が最適に設計された W 型ファイバー等を用いて得られる¹²⁾。

2.2 伝搬方程式

本論文では 2 章 1 節、Fig. 1 で示した分散特性を有する

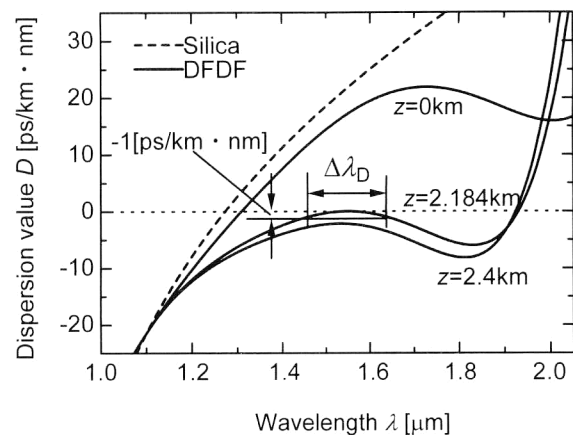


Fig. 1 Wavelength dependent dispersion of a W-type optical fiber used as a simulation model for a DFDF.

DFDF 中を中心波長 λ_0 が 1550 nm、パルス幅 t_p は数ピコ秒程度、ピークパワー P_0 が数ワットオーダーの sech^2 型 transform limited (TL) 光パルスが伝搬するときのスペクトル特性を議論する。ファイバー中を伝搬する光電場は、搬送波周期に比べて十分緩やかに変化すると仮定し、式 (1) に示す変形非線形シュレーディンガー方程式を用いて数値解析した¹³⁾。ここでは、波長分散が中心波長でゼロに近くなることを考慮して、波長分散項を 5 次まで含めた。また、波長依存損失、自己急峻化、SRS も考慮した。数値解析算出法には split-step Fourier (SSF) 法¹³⁾を用いた。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = & -\frac{i}{2!}\beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + \frac{1}{3!}\beta_3 \frac{\partial^3 u}{\partial T^3} + \frac{i}{4!}\beta_4 \frac{\partial^4 u}{\partial T^4} - \frac{1}{5!}\beta_5 \frac{\partial^5 u}{\partial T^5} \\ & -\frac{\alpha}{2}u + iN^2 \left[|u|^2 u + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|u|^2 u) \right. \\ & \left. + \mathcal{F}^{-1} [\chi_R \mathcal{F} [|u|^2]] u \right] \end{aligned} \quad (1)$$

$$T = t - k_0' z$$

$$\beta_j = k^{(j)} / (|k_0'| T_0^{-2}) \quad (j=2,3,4,5) \quad D = (-2\pi c / \lambda_0^3) k_0''$$

$$N^2 = \gamma P_0 T_0^2 / |k_0'| \quad \gamma = n_2 \omega_0 / (c A_{\text{eff}})$$

ここで、 \mathcal{F} , \mathcal{F}^{-1} はフーリエ変換、逆変換を表す演算子である。また、パルスとともに移動する群速度座標系に変換するため T を定義した。 u は緩慢変化包絡線近似した複素電場振幅、 $k^{(j)}$ はファイバー伝搬中の分散変動値、 k_0'' はファイバー入射時の分散値である。 D は $\text{ps/km}\cdot\text{nm}$ 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。 N はソリトン次数 (基本ソリトン は 1) で γ は非線形係数、 P_0 は入射ピークパワー、 T_0 は入射パルス幅で半値全幅 t_p と $T_0 = t_p / (2 \ln(1 + \sqrt{2})) \approx t_p / 1.763$ という関係にある¹³⁾。 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) の右辺の第 1~4 項は波長分散項で β_j は伝搬とともに変化する量である。

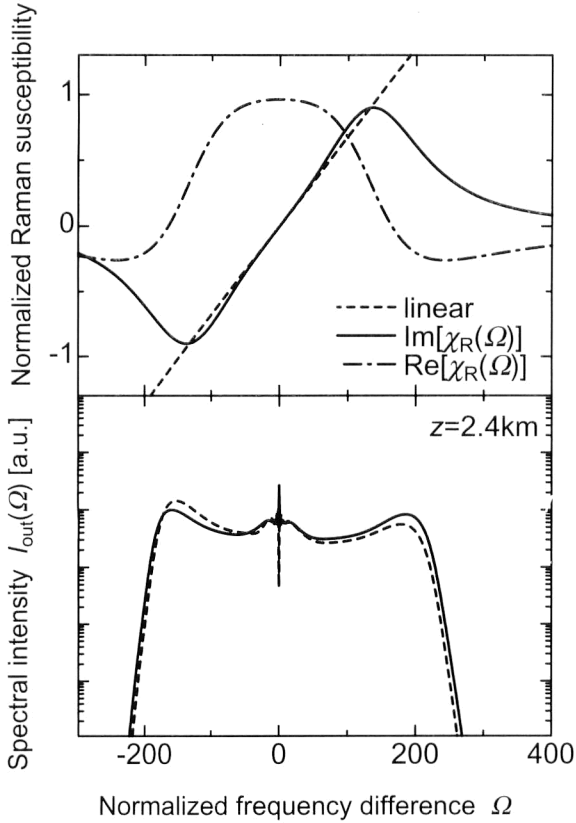


Fig. 2 The normalized Raman susceptibility for “silica” is plotted as a function of the normalized frequency difference Ω . The imaginary part of the Lorentzian model (solid) and SC spectrum generated using this model are shown in the upper and lower figures, respectively. The real part of the Lorentzian model (dash-dot) and the linear model (dashed) are also depicted in the upper figure.

第5項は波長依存損失 $\alpha(\lambda)$ による損失項, 第6項括弧中の第1式はSPM項, 第2式は自己急峻化項, 第3式はSRS項を示している. 発生するSCスペクトル幅が励起光波長近傍における第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(2)式のようにローレンツ関数モデルで近似した¹¹⁾.

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

$$\Omega = (\omega - \omega_0) T_0$$

ここで, Ω は規格化角周波数, χ_0 はファイバー材料などによって決まる定数 (=0.055), Ω_R は規格化ラマンシフト (=13.2 THz $\times 2\pi T_0$), Γ_R は規格化ラマン利得スペクトルの線幅 (=15.44 THz $\times 2\pi T_0$) である¹¹⁾.

3. 厳密な数値解析

3.1 誘導ラマン散乱 (SRS) 効果の関数化

DFDFを用いたSCスペクトルにおいてスペクトル幅が

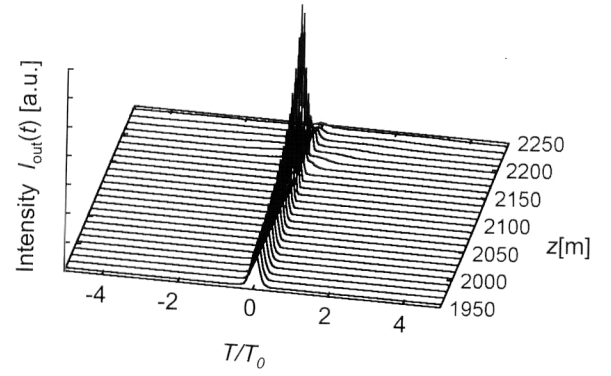


Fig. 3 Evolution of optical pulses $I_{\text{out}}(t) = |u(t)|^2$ near the zero-dispersion region ($z \sim 2.184$ km).

りを促進させる原因としてはSPM効果, 光ファイバーの正常分散波長領域での2次分散効果がある¹³⁾. また, スペクトルの非対称化等の影響を生じさせる原因としては3次以上の高次分散効果, 自己急峻化効果, SRS効果の高次非線形効果が挙げられる. これらの効果の中でSRSの効果が顕著に現れることがわかっている⁷⁾. これは伝搬パルスが断熱圧縮され, より短パルス化, 高ピークパワー化が促進されるためである. 従来はこれらを解析するのに, SRS項として式(2)を励起光波長近傍でテーラー級数展開して直線近似した値を使用していた^{6,7)}. 一方, 実際のファイバーのラマンスペクトル形状の代わりにローレンツ型を仮定し, 直線近似よりもよい一致が得られることが知られている^{11,14)}. 本論文では, このSRS効果をローレンツ関数にモデル化したSC発生の数値解析を行った. Fig. 2の上図に直線近似および関数モデルのSRS項の実数部と虚数部を示す. Fig. 2の下図に2章1節で述べた特性をもつ $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ のファイバーに中心波長1550 nm, パルス幅3.5 ps, ピークパワー2.3 Wの sech^2 型のTL基本ソリトンパルスを入射したときのSC発生例を示す. この図ではSRS項を関数モデル化¹¹⁾した場合には実線で, 直線近似した場合については破線でそれぞれ示す. このSC発生スペクトルでは直線近似の適用できる波長範囲を超えており, より厳密な解を得るにはSRS項の関数モデル化が必要である.

3.2 SC発生過程

2章1節で述べた特性をもつDFDFに3章1節で詳述したパラメータの sech^2 型のTL基本ソリトンパルスを入射した場合のSC発生過程の数値解析例の時間パルスをFig. 3, スペクトルをFig. 4に示す.

分散減少ファイバーおよび分散フラットファイバーを用いたSC発生の機構は (i) 断熱ソリトン圧縮によるピークパワーの増大, (ii) 正常分散域におけるスペクトル広

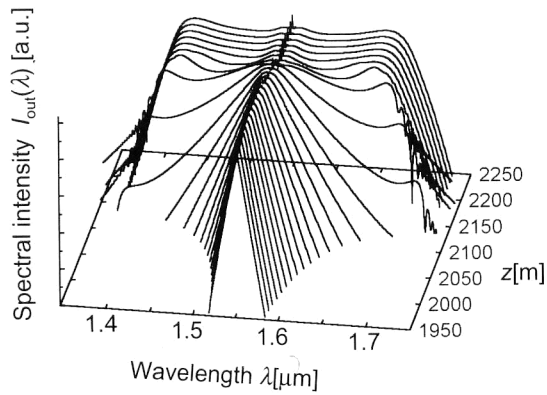


Fig. 4 Spectral intensity distributions of optical soliton pulses $I_{out}(\lambda) = |u(\lambda)|^2$ to show enhancement of SC generation near the zero-dispersion region ($z \sim 2.184$ km).

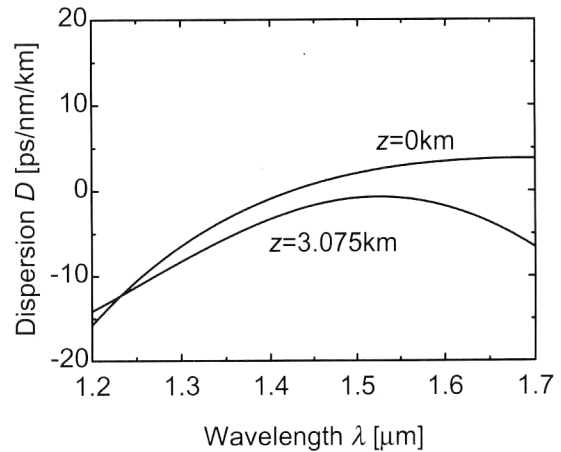


Fig. 5 Measured dispersion profiles of the DFD at $z=0$ km (input end) and $z=3.075$ km (output end).

Table 1 Fiber parameters used for analysis of SC spectrum generation.

	Input	Output
Dispersion at maximum	+4.01 ps/km·nm (@1700 nm)	-0.59 ps/km·nm (@1528 nm)
Dispersion at 1550 nm	+2.84 ps/km·nm	-0.98 ps/km·nm
Mode field diameter	6.21 μm	6.38 μm
Cut-off wavelength	941 nm	910 nm
Fiber length	3.075 km	
Zero-dispersion point	2.682 km (@1550 nm)	
Loss	0.219 dB/km (@1555 nm)	

帯域化の2段階にわけて考えられる⁶⁾。このことはDFDFを用いた場合にもおおむね適用できる。すなわち、伝搬方向に沿って分散値が減少することで断熱的なソリトン圧縮が起こり、時間パルスは次第に時間幅を狭める。それに伴いピークパワーが増大し、SPMなどの非線形光学効果が支配的となる。このことは、Fig. 3の2.15 km付近におけるソリトンパルスの立ち上がりにより明らかである。これらの異常分散領域ではDFDFの分散減少効果が大きく影響し分散フラット効果の影響は少ない。その状態でゼロ分散領域を伝搬して、正常分散領域に移るとスペクトルの波長幅が著しく広がる原因となる⁴⁾。これはFig. 4の2.2 km付近におけるスペクトル広がりからも裏付けられる。正常分散領域では逆にDFDFの分散フラット効果が大きく影響し、分散減少効果の影響は少なくなる。また、図では示していないが周波数チャープは広い範囲でほぼ線形となることを確認した。

4. SC発生の実験と数値解析

4.1 誘導ラマン散乱 (SRS) 効果の影響

SRSの効果の影響を調べるため、SRS項を直線近似した場合とローレンツ関数で近似した場合の解析を行い実験結果と比較した。実験で用いたDFDFの特性をFig. 5お

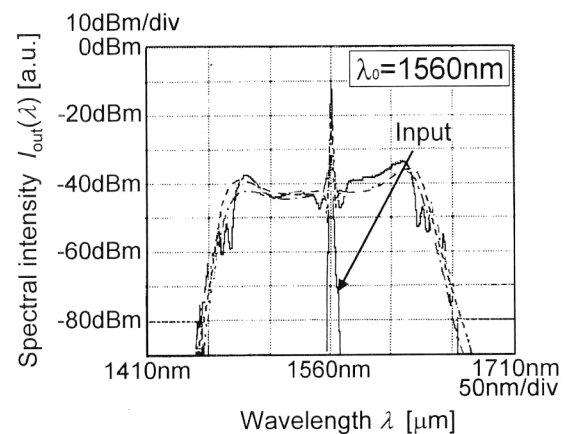


Fig. 6 Spectral intensity profiles obtained at the wavelength of $\lambda_0 = 1560$ nm. Experimental data (solid), numerical analysis of the Lorentzian model (dashed) and numerical analysis of the linear model (dash-dot) are shown together.

よびTable 1に示す。この図に示す波長分散特性は入射側と出射側を干渉法によって測定した。また、2章1節のFig. 1に示してあるように、このDFDFの波長分散平坦性 $\Delta\lambda_0$ は150 nmである。入射条件は入射中心波長1560 nm、パルス幅5.869 ps、ピークパワー0.5207 Wの sech^2 のTL光パルスである。その結果をFig. 6に実験結果を実線、ローレンツ関数モデルによる数値解析結果を破線、直線近似

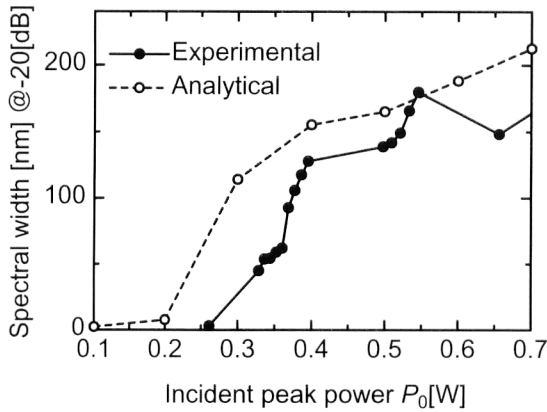


Fig. 7 SC spectral width as a function of incident peak power is plotted for experimental data (●) and numerical analysis (○).

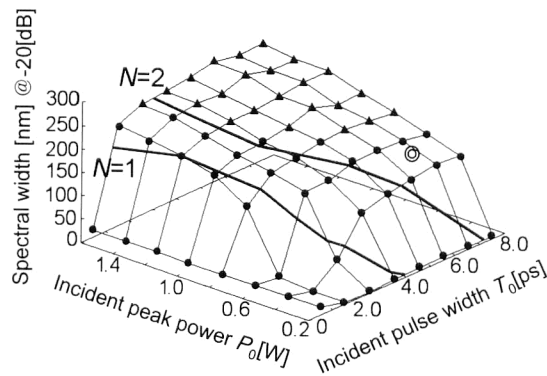


Fig. 8 3-D plots of SC spectral width versus incident peak power P_0 and incident pulse width T_0 for $\Delta\lambda_0=150$ nm. The mark \odot stands for the incident parameters of pulse width and peak power used in the measurement of Fig. 6.

した数値解析結果を一点鎖線⁷⁾でそれぞれ示す。ローレンツ関数を用いた解析結果は直線近似した解析結果と比較して、その違いが確認できる。1485 nm 付近におけるスペクトルの肩の部分に注目すると、その形状が実験によるスペクトル形状に近くなることからこの数値解析の妥当性を確認した。

4.2 入射ピークパワー特性

Fig. 7 に入射ピークパワーと SC スペクトル幅の関係を実験結果 (●) と、数値結果 (○) により示す。ただし、以下においては SC スペクトルの 20 dB 帯域をスペクトル幅としている。この図より、入射ピークパワーを上げるとこの図の範囲では出射されるスペクトル幅は増大する傾向がわかる。さらに、SC 発生が起こるための最小値が数値解析結果では 0.3 W、実験結果では 0.33 W と存在することが明らかになった。また、実験結果が数値解析結果よりも狭いが、この傾向はノイズの影響や有限な繰り返し周波数のためと考えられる。

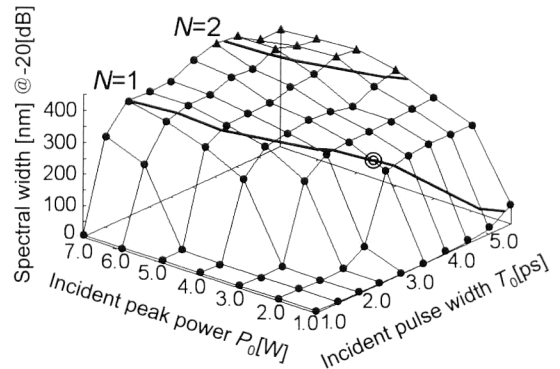


Fig. 9 3-D plots of SC spectral width versus incident peak power P_0 and incident pulse width T_0 for $\Delta\lambda_0=180$ nm. The mark \odot stands for the incident parameters of pulse width and peak power used in the numerical results of Figs. 2-4.

4.3 数値解析による考察

ここでは、4 章 1 節で考察した $\Delta\lambda_0=150$ nm の特性を有する DFDF を用い、入射ピークパワー、入射パルス幅を同時に変えて SC スペクトルを数値解析した。その 3 次元プロットの結果を Fig. 8 に示す。図中の $N=1, 2$ の線は 2 章 2 節で詳述してあるソリトン次数、 \odot は 4 章 1 節の入射パラメータを用いた結果を示す。SC スペクトル強度平坦性の目安として強度変動が 20 dB 以下 (●) と、20 dB 以上 (▲) を区別した。また、Fig. 1 で示した波長分散特性がより平坦な $\Delta\lambda_0=180$ nm の特性を有する DFDF についての結果を Fig. 9 に示す。図中 \odot は 3 章 1 節の入射パラメータを用いた結果を示す。Fig. 8, 9 の結果より、入射ピークパワー、パルス幅ともに SC 発生が起こるための条件が存在することがわかった。また、Fig. 8 より、ある程度の入射パルスエネルギーを超えると強度平坦性が得られないことが明らかである。これは、主に SRS の高次非線形の影響によりゼロ分散領域以前において断熱的ソリトン圧縮パルスが分裂するためである。さらに、Fig. 9 の結果から波長分散特性がさらに平坦な DFDF を用いるとより広帯域な SC スペクトルが得られることが示された。高ピークパワーをもつ短光パルスを入射させると、SC スペクトル強度分布の対称性が劣化する。これは入射ピークパワーを大きくあるいは入射パルス幅を狭くするとゼロ分散領域以前で断熱的ソリトン圧縮パルスに対する主に SRS の高次非線形の影響が顕著に現れるためであると考えられる。これらのことを考慮することにより、DFDF を用いた 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ーの条件が明らかになった。

5. ま と め

DFDF を用いた, SRS 効果を関数近似した厳密な数値解析を行い, 実験と比較し妥当性を示した. 入射ピークパワー, パルス幅に SC 発生が起こるための条件が存在することがわかった. さらに, 波長分散特性がより平坦な DFDF を用いることにより広帯域な SC スペクトルが得られることも示された. これらの結果より, DFDF を用いた 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ーの条件が明らかになった. このようなスペクトルのコヒーレンス特性を調べて, WDM 用光源および超高速スイッチングへの応用を検討するのが今後の課題である. この実験にご協力いただいた NTT 未来ねっと研究所の関係各位に感謝する. また本研究で使用した DFDF をご提供いただいた株式会社住友電気工業横浜研究所の関係各位に深謝する. さらに, SC スペクトルの計算機シミュレーションにご協力いただいた本学学部卒業研究生吉田真士君に感謝する.

文 献

- 1) R. R. Alfano ed.: *The Supercontinuum Laser Source* (Springer-Verlag, New York, 1989).
- 2) 猿渡正俊: “光ファイバによるスーパーコンティニュームの発生と応用”, 光学, **26** (1997) 97-98.
- 3) S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, I. Shake and K. Mori: “3 Tbit/s (160 Gbit/s×19 channel) OTDM-WDM transmission experiment,” *Proc. of OFC/IOOC 1999* (1999) Postdeadline Paper PD1.
- 4) K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari and T. Morioka: “Flatly broadened supercontinuum spectrum generated in a dispersion decreasing fiber with convex dispersion profile,” *Electron. Lett.*, **33** (1997) 1806-1807.
- 5) T. Okuno, M. Onishi and M. Nishimura: “Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **10** (1998) 72-74.
- 6) F. Futami, Y. Takushima and K. Kikuchi: “Generation of wideband and flat supercontinuum over a 280-nm spectral range from a dispersion-flattened optical fiber with normal group-velocity dispersion,” *IECE Trans. Electron.*, **E82-C** (1999) 1531-1538.
- 7) H. Sone, T. Kawano, M. Imai and Y. Imai: “Numerical analysis of supercontinuum generation in a dispersion flattened/decreasing fiber,” *Proc. of APCC/OECC 1999* (1999) pp. 357-360.
- 8) J. K. Ranka, R. S. Windeler and A. J. Stentz: “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” *Opt. Lett.*, **25** (2000) 25-27.
- 9) T. A. Birks, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell: “Supercontinuum generation in tapered fibers,” *Opt. Lett.*, **25** (2000) 1415-1417.
- 10) T. Arai, H. Sone, M. Imai and Y. Imai: “Enhancement of supercontinuum spectrum generation due to cross-phase modulation in a dispersion-flattened/decreasing fiber,” *Tech. Digest of OFC 2001* (2001) Poster Session Paper WDD13.
- 11) B. Gross and J. T. Manassah: “The spectral distribution and the frequency shift of the supercontinuum,” *Phys. Lett. A*, **160** (1991) 261-270.
- 12) L. B. Jeunhomme: “Signal Distortion,” *Single-Mode Fiber Optics* (Marcel Dekker, New York, 1990) pp. 124-160.
- 13) G. P. Agrawal: “Wave propagation in optical fibers,” *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd ed. (Academic Press, New York, 1995) 28-59.
- 14) R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson and H. A. Haus: “Raman response function of silica-core fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 1159-1166.