

분산값이 서로 다른 파이버들을 이용한 광펄스의 압축과 기본솔리톤 생성

正會員 尹秀永*, 安圭哲**, 宋崙元***, 崔炳河****

Compression of Optical Pulse and Generation of Fundamental Soliton by Using Fibers which have different dispersion values

Soo-Young Yoon*, Kyu-Chul Ahn**, Yun-Won Song***,
Byung Ha Choi**** *Regular Members*

요 약

본 논문에서는 FSDD(Fiber with Slowly Decreasing Dispersion)내에서 수십 펨토초의 초기 광펄스를 진행시킨 결과를 비선형 Schrödinger 방정식(NSE-Nonlinear Schrödinger Equation)과 여러 고차효과를 고려한 일반화된 비선형 Schrödinger 방정식(GNSE-Generalized Nonlinear Schrödinger Equation)을 이용하여 해석하고 그 결과들을 비교하였다. 또한 FSDD를 사용하여 얻은 결과를 서로 다른 분산값을 갖는 파이버들을 연속으로 연결시킨 경우에 얻은 결과와 비교하여 일정한 간격 이하로 파이버를 삽입할 경우 피크치와 반치폭에서 FSDD를 사용한 경우와 마찬가지로의 결과를 얻을 수 있음을 보였다. 마지막으로 입력파형의 변화에 따른 FSDD에서의 펄스의 진행 결과를 비교하여 보다 높은 압축율과 피크치를 얻는 입력파형의 조건을 제시하였다.

ABSTRACT

In this paper, we analyze the compression of optical soliton which is obtained by proceeding the optical pulse in FSDD(Fiber with Slowly Decreasing Dispersion) using both NSE(Nonlinear Schrödinger Equation) and GNSE(General Nonlinear Schrödinger Equation) and compare the results. We replace the FSDD with a sequence of fibers having different dispersion values and compare the results with those obtained in FSDD. It is found that the same

* 삼성전자 정보통신연구소

** 안산전문대학교 전자공학과

*** 대현전문대학교 전자공학과

**** 인하대학교 전자공학과

論文番號: 96089-0314

接受日字: 1996年 3月 14日

results in peak value and FWHM(Full Width Half Maximum) can be obtained by replacing FSDD with a sequence of fibers having proper length. We vary the shape of initial pulse which is the input of FSDD and suggest the condition to obtain higher compression rate.

I. 서 론

초고속 정보통신망의 구현을 위해 등장한 광통신 시스템의 가장 큰 장점은 보다 많은 정보를 안정적으로 보다 멀리 보낼 수 있다는 것이다. 그러나 기존의 IMDD(Intensity Modulation Direct Detection) 전송 방식으로는 광파이버 내에서 정보의 전송속도와 전송거리가 분산과 손실현상에 의해 제한되어 수 Tbps의 전송속도를 요구하는 BISDN의 실현을 위해서는 새로운 차세대 전송방식에 대한 필요성이 대두되었다. 이러한 요구에 맞춰 등장한 것이 솔리톤 전송방식이다. 솔리톤(Soliton)이란 최소손실 광장대에서 분산현상을 파의 비선형 현상으로 상쇄시켜 일정한 모형을 유지하며 진행하는 파를 말한다.⁽¹⁾ 솔리톤 특성을 광통신에 응용할 것을 처음 제안한 사람은 Akira Hasegawa 등이었고⁽²⁾ Mollenauer 등은 이를 실험적으로 증명하였다.⁽³⁾ 또한 광통신의 장집 중의 하나인 초고속전송을 가능하게 하기 위해서는 솔리톤의 펄스 폭을 줄이는 과정이 필요한데 이를 압축(Compression)이라 한다. 파를 압축시켜 솔리톤을 얻는 방법으로는 일반적으로 솔리톤현상 또는 격자쌍을 이용하거나 이 두 가지 방법을 모두 사용하는 방법 등이 많이 사용되었다.⁽⁴⁾⁽⁵⁾ 그러나 이러한 방법으로 생성된 펄스는 기본(Fundamental)솔리톤을 형성하지 못할 뿐만 아니라 그 과정에서 전력의 손실이 커서 압축효율이 떨어진다. 또한 압축된 펄스의 반치폭(FWHM)도 수백 펨토초 이상으로 제한된다. 그러나 최근에 러시아의 Mamyshev와 Chernikov 등에 의해 제시된 FSDD를 이용한 압축방법은 기본솔리톤에 가까운 수집에서 수 펨토초의 반치폭을 갖는 펄스를 생성시킬 수 있을 뿐만 아니라 압축효율을 증가시킬 수 있다.⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾ FSDD란 파이버 내의 분산값을 선형적으로 감소시켜 일정한 크기의 비선형 현상을 분산현상에 비해 상대적으로 증가시키는 원리를 이용한다.⁽⁹⁾ 그러나 이러한 분산값이 서서히 감소하는 파이버는 제작하기가 매우 어렵다. 분산값을 선형적으로 감소시키기 위해서는 파이버의 직경을 적절하게 감소시켜야 하는 어려움

이 생기는데 본 논문에서는 이러한 단점을 개선하기 위해 분산값이 서로 다른 파이버를 연속으로 연결하고 이러한 파이버에서의 솔리톤 진행을 분석하였다. 또한 FSDD를 사용한 압축방법은 기존의 방법에 비해 압축율이 비교적 낮다는 단점을 가지고 있다. 이를 보완하기 위해 본 논문에서는 입력파형의 변화에 대한 압축효율과 압축 뒤의 파의 형태에 대해 알아보고 같은 초기 입력 피크 전력으로 보다 높은 압축율을 얻기 위한 입력파형의 조건을 제시하였다. 일반적으로 파이버에서 진행하는 솔리톤은 비선형 슈뢰딩거 방정식(NSE-Nonlinear Schrödinger Equation)으로 나타내어지는데 펄스폭이 점차 줄어들어 따라 2차 분산현상 외에 3차 분산현상(3rd order dispersion effect), RSS현상(Raman Self Scattering), 자기급격화현상(Self Steeping)등의 고차효과를 고려해야 한다. 이 경우 NSE는 일반화된 비선형 슈뢰딩거 방정식(GNSE-Generalized Nonlinear Schrödinger Equation)으로 바뀌게 되는데⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾ 본 논문에서는 보다 정확한 결과를 얻기 위해 GNSE를 각 경우에 대해 적용시켜 해석하였다. 일반적으로 파이버 내에서의 솔리톤의 진행은 FFTBPM(Fast Fourier Transform Beam Propagation Method)과 FDBPM(Finite Difference Beam Propagation Method)을 사용하여 수치해석되는데 본 논문에서 보여진 모든 결과는 FDBPM을 사용하여 얻었다.⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾

II. 본 론

1. 군속도 분산과 자기위상변조현상

광파이버에서 솔리톤이 생성되는 기본원리는 매질 내에서 일어나는 파의 분산(Dispersion)현상을 매질 내의 비선형성에 의한 파의 자기위상변조(SPM-Self Phase Modulation)현상으로 상쇄시켜 파가 일정한 모양을 유지하며 진행하도록 하는 것이다. 여기서 파의 분산현상은 분산성 매질(Dispersive Media)에서 진행하는 파의 군속도(Group Velocity)가 진행파의 주 파수에 의존하는데 기인한다. 일반적으로 레이저 다

이오드에서 발생되는 펄스는 단색광이 아니므로 파이버 내에서는 여러 주파수의 파가 동시에 전파하게 된다. 파이버를 구성하는 SiO₂는 분산성 매질이므로 파이버에서 진행되는 파는 그 주파수별로 다른 속도로 전파된다. 분산성 매질은 크게 둘로 나눌 수 있다. 장파장의 군속도가 단파장의 군속도보다 빠른 매질을 정상 분산(Normal Dispersion) 또는 양의 군속도 분산(Positive-Group Velocity Dispersion) 매질이라고 하고 반대로 장파장의 군속도가 단파장의 군속도보다 느린 매질을 비정상 분산(Abnormal Dispersion) 또는 음의 군속도 분산(Negative-GVD) 매질이라 한다. 일반적으로 SiO₂는 진행되는 파의 파장이 1.3[μm] 보다 클 경우에는 비정상 분산성 매질의 성질을 나타내고 진행파의 파장이 1.3[μm] 보다 작을 경우에는 정상 분산성 매질의 성질을 나타낸다. 또한 자기위상변조 현상은 파의 비선형성 때문에 나타나는 현상으로 비선형성이란 매질의 유전율이 진행파의 강도에 의존하는 성질을 말한다. 비선형 현상을 일으키는 대표적인 매질로 Kerr매질을 들 수 있다. Kerr매질에서는 매질의 굴절률이 진행파의 강도에 비례한다. 또한 진행파의 위상변화는 순간적인 주파수의 변화를 일으키는데 이를 처핑(Chirping)이라 한다. 보통 Kerr굴절률 n₂는 10⁻²²[m/V]²의 단위를 갖는데 진행되는 파의 최대 전계가 10⁶[V/m] 정도의 값을 갖는다 하더라도 전체적인 굴절률의 변화는 거의 무시할 수 있을 정도의 값인 10⁻¹⁰정도밖에 되지 않는다. 그러나 이러한 비선형성에 의해 생성된 순간적인 주파수의 변화가 작아 하더라도 분산효과에 의해 생기는 주파수의 변위 역시 마찬가지로 작기 때문에 파이버 내에서 중요한 역할을 한다. 만일 진행되는 파가 비정상분산을 일으키는 파장을 갖고 진행매질이 비선형현상을 나타내면 이 두 가지 현상은 서로에 대한 위상의 변화를 상쇄시킬 수 있게 되는데 이것이 바로 솔리톤형성의 기본 원리이다.

2. 비선형 Schrödinger 방정식

일반적으로 맥스웰 방정식으로부터 다음과 같이 고비선형현상이 고려된 다음의 헬름홀츠 방정식(Helmholtz-Equation)을 유도할 수 있다.⁽¹²⁾

$$\nabla \times \nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial^2 \bar{D}}{\partial t^2} = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2}$$

$$= -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.2.1)$$

식 (2.2.1)에서 전계의 이방성과 비선형성, 그리고 분산성 등을 모두 고려하면 다음의 식 (2.2.2)를 얻을 수 있는데⁽¹³⁾

$$\begin{aligned} \nabla^2 E = & \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t_1) \\ & \cdot E(r, t_1) dt_1 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \\ & \left[\int \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \bar{E}(r, t_1) \right. \\ & \left. E(r, t_2) E(r, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \right] \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

여기서 $\bar{\quad}$ 또는 \cdot 표시는 비등방성인 경우에 대한 텐서 형태를 의미하고 χ 는 분산성을 가지므로 시간적 지연을 고려한 콘벌루션함수로 표시된다. 또한 비선형현상 중에서 3차비선형현상을 고려하였고 SiO₂의 $\chi^{(2)}(t-t_1, t-t_2) = 0$ 이므로 2차 비선형현상은 생략하였다. 펄스의 폭이 비선형현상의 지연시간에 비해 상대적으로 크고 파가 단일모드로만 진행한다고 가정하고 x방향으로의 전개만을 고려하면 $\chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi_{xxxx} \cdot \delta(t-t_1) \cdot \delta(t-t_2) \cdot \delta(t-t_3)$ 가 되고 이를 식 (2.2.2)에 대입하면 다음 식(2.2.3)을 얻는다.⁽¹²⁾

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_x = & \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t_1) \\ & \cdot E_x(r, t_1) dt_1 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{3}{4} \chi_{xxxx} |E_x|^2 E_x \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

다시 진행파의 분산현상을 고려하여 $E_x(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega, z) U(\omega, r_1) \exp\{i(k(\omega)z - \omega t)\} d\omega$ 라 가정하고 위의 식 (2.2.3)에 대입하여 정리하면 다음 식 (2.2.4)를 얻는다.⁽¹²⁾⁽¹³⁾

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \{ & [\nabla_1^2 U(\omega, r_1) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) U(\omega, r_1) \\ & - k^2(\omega) U(\omega, r_1)] A(\omega, z) \exp\{i(k(\omega)z - \omega t)\} \\ & + [\frac{\partial^2 A(\omega, z)}{\partial z^2} + 2ik(\omega) \frac{\partial A(\omega, z)}{\partial z} \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{3}{4} \chi_{xxxx} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega_1, z) U(\omega_1, r_1) \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

$$\begin{aligned} & \exp\{i(k(\omega_1)z - \omega_1 t)\} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega_2, z) U(\omega_2, r_{\perp}) \\ & \exp\{i(k(\omega_2)z - \omega_2 t)\} d\omega_2 \\ & A(\omega, z) \exp\{i(k(\omega)z - \omega t)\} U(\omega, r_{\perp}) \} d\omega = 0 \end{aligned}$$

여기서 $\epsilon(\omega) = 1 + \chi^{(2)}(\omega)$ 이고 첫번째 나오는 사각 괄호 안의 식은 모드를 나타내는 식이므로 0이 된다. 나머지 식에서 $A(\omega, z)$ 는 진행방향(z)에 대해 천천히 변하는 크기(Envelope)함수이므로 $\frac{\partial^2 A(\omega, z)}{\partial z^2}$ 을 무시하고 푸리에 변환을 이용하여 정리한 뒤 $2ik(\omega)$ 를 우변으로 넘기고 $U^*(\omega, r_{\perp})$ 를 곱한 뒤 r_{\perp} 에 대해 적분하면 다음 식 (2.2.5)가 된다.⁽⁷⁾

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} A(\omega, z) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ i \frac{3}{8} \frac{\omega^2}{k(\omega)c^2} \chi_{xxxx} \right. \\ & \frac{\iint |U(\omega, r_{\perp})|^4 dr_{\perp}^2}{\iint |U(\omega, r_{\perp})|^2 dr_{\perp}^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \\ & A(\omega_1, z) U(\omega_1, r_{\perp}) A(\omega_2, z) U(\omega_2, r_{\perp}) \\ & A(\omega_1 + \omega_2 - \omega, z) U(\omega_1 + \omega_2 - \omega, r_{\perp}) \\ & \left. \exp\{i(k(\omega_1) + k(\omega_2) + k(\omega_1 + \omega_2 - \omega))z\} d\omega_1 d\omega_2 \right\} d\omega \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

$k(\omega)$ 를 2차항까지 테일러급수로 전개하고 $\tilde{A}(\Delta\omega, z) = A(\omega, z) \exp(-i(k(\omega) - k_0)z)$ 를 이용 푸리에 역변환하여 정리한 뒤 $\frac{3}{8} \chi_{xxxx} n_0 = n_2$, $G(\omega) = \frac{\iint |U|^4 dx dy}{\iint |U|^2 dx dy}$, $\tau = (t - zk_0)/T_0$, $r = k_0 n_2 G$, $\zeta = z/z_0$ 으로 정규화하여 $k_2 < 0$ 을 고려하여 정리하면 다음 식 (2.2.6)이 된다.⁽⁷⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾ 여기서 T_0 은 초기 펄스폭이고 $z_0 = T_0^2 / |k_2|$ 이다.

$$\frac{\partial \tilde{A}(\tau, \zeta)}{\partial \zeta} = i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{A}(\tau, \zeta)}{\partial \tau^2} + iN |\tilde{A}(\tau, \zeta)|^2 \tilde{A}(\tau, \zeta) \quad (2.2.6)$$

여기서 일반적으로 $N = t_0^2 G / k_2$ 이다. 식 (2.2.6)에서 우변의 첫번째 항은 파의 분산현상을 나타내고 두번째 항은 파의 비선형현상을 나타내는 부분이다. 솔리톤 차수라고 불리는 N은 분산과 비선형현상의 상대적 강약을 나타내는 파라미터로 진행파의 특성의 결정한다. $N < 1$ 인 경우 분산현상이 비선형현상보다 강하게 일어나 파가 점점 퍼지게되고, $N > 1$ 인 경우 비선형현상이 분산현상보다 강하여 특히 N이 정수일 경우 진행파가

일정한 주기를 가지고 진행한다. 또한 $N=1$ 인 경우 분산현상과 비선형현상이 서로 균형을 이루어 진행파는 일정한 모양을 유지하며 진행하는데 이를 기본(fundamental)솔리톤이라 한다.⁽²⁾ 또한 앞의 식 (2.2.4)에서 첫번째 괄호 안의 U에 대한 방정식은 모드함수로 생각하여 영으로 놓고 계산하였는데 이때 일반적으로 U는 단일모드로만 파가 진행한다는 가정 하에 가우시안 형태로 근사화된다.⁽¹⁴⁾

3. 일반화된 비선형 Schrödinger 방정식

파이버 내에서 진행되는 펄스의 반치폭이 줄어들수록 따라 라만자기산란현상(RSS-Raman Self Scattering effect), 자기급격화현상(Self Steeping effect), 3차 분산현상(3rd order dispersion effect)등의 고차효과들을 무시할 수 없는데 이러한 현상들을 고려하면 앞의 솔리톤의 진행을 나타내는 NSE는 변형되어야 한다. 즉 앞의 NSE의 유도시 매질 내에서의 비선형성을 고려하기 위해 도입된 χ_{xxxx} 는 주파수의 변화와 무관한 상수로 취급되었으나 실제로 펄스의 반치폭이 줄어들면 그 값이 주파수에 따라 변하는 분산성을 가지게 되는데 이때 χ_{xxxx} 는 $\chi_{xxxx}(\omega)$ 로 변형되고 일반적으로 시간영역에서는 $R(t)$ 로 표시된다. 이를 고려하여 식 (2.2.2)를 전개하고 푸리에변환을 이용하여 전개하면 다음 식이 된다.⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \{ |\nabla_{\perp}^2 U(\omega, r_{\perp}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega) U(\omega, r_{\perp}) \\ & - k^2(\omega) U(\omega, r_{\perp}) A(\omega, z) \exp\{i(k(\omega) - \omega t)\} \\ & + [\frac{\partial^2 A(\omega, z)}{\partial z^2} + 2ik(\omega) \frac{\partial A(\omega, z)}{\partial z}] U(\omega, r_{\perp}) \\ & \exp\{i(k(\omega)z - \omega t)\} + \frac{\omega^2}{c^2} \end{aligned} \quad (2.3.1)$$

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega_1, z) U(\omega_1, r_{\perp}) A(\omega_2, z) U(\omega_2, r_{\perp}) \\ & A(\omega_1 + \omega_2 - \omega, z) U(\omega_1 + \omega_2 - \omega, r_{\perp}) \\ & \chi^{(3)}(\omega - \omega_1) \exp\{i(k(\omega_1)z + k(\omega_2)z \\ & - k(\omega_1 + \omega_2 - \omega)z - \omega t)\} d\omega_1 d\omega_2 \} d\omega = 0 \end{aligned}$$

NSE의 경우와 마찬가지로 식 (2.3.1)에서 모드방정식을 제거하고 크기만을 고려한 방정식만을 NSE와 같은 방법으로 전개한 뒤 다시 $\tilde{A}(\Delta\omega, z) = A(\omega, z) \exp\{i[k(\omega) - k_0]z\}$ 라 하고 다시 푸리에 역변환을 이용하

여 전개하면 식 (2.3.2)가 된다.

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = -k_1 \frac{\partial}{\partial t} \tilde{A} - i \frac{k_2(\zeta)}{2} \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} + \frac{k_3(\zeta)}{6} \frac{\partial^3 \tilde{A}}{\partial t^3} + i \frac{\omega_0}{cn_{eff}(\omega)} G(\omega) \quad (2.3.2)$$

$$\left\{ \tilde{A} \int |\tilde{A}(t-t')|^2 R(t') dt' + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \left[\tilde{A} \int |\tilde{A}(t-t')|^2 R(t') dt' \right] \right\}$$

식 (2.3.2)를 다시 정규화 하면 다음 식 (2.3.3)이 된다.⁽⁷⁾

$$\frac{\partial F}{\partial \zeta} = i \frac{\beta(\zeta)}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial \tau^2} + \frac{r(\zeta)}{6} \frac{\partial^3 F}{\partial \tau^3} + iF \int |F(\tau-\tau')|^2 r(\tau') d\tau' - \sigma \frac{\partial}{\partial \tau} \left[F \int |F(\tau-\tau')|^2 r(\tau') d\tau' \right]$$

여기서 τ 와 ζ 는 2.2절에서 이미 정의한 시간과 거리에 대해

정규화된 파라미터이고 $F = \frac{\tilde{A}}{A_0} = A \sqrt{T_0^2 k_0 n_2 G(0)} / |k_2(0)|$,

$$\sigma = 1/\omega_0 T_0, r(\tau) = R(\tau) \int R(\tau') d\tau', \beta = \frac{k_2(\zeta)}{k_2(0)}, r(\zeta) = \frac{k_3(\zeta)}{|k_2(0)|} \text{ 이다.}^{(15)}$$

4. FSDD(Fiber with Slowly Decreasing Dispersion)

FSDD는 파의 진행방향으로 파이버의 분산값이 서서히 감소하는 파이버를 말한다. 이를 도시하면 다음 그림 1과 같다.

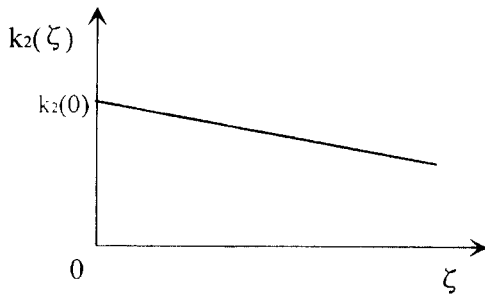


그림 1 FSDD에서의 k₂의 변화
Fig. 1 Variation of k₂ in FSDD

위의 그림 1에서 볼 수 있는 바와 같이 FSDD에서 2차 분산값, k₂가 z에 따라 선형적으로 감소하므로 이를 고려하면 식 (2.2.8)은 다음 식 (2.4.1)로 바뀐다.⁽⁸⁾⁽⁹⁾

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{A}(T, z) = - \frac{ik_2(z)}{2} \frac{\partial^2 \tilde{A}(T, z)}{\partial T^2} + i r A(T, z) |A(T, z)|^2 \quad (2.4.1)$$

양변에 $\sqrt{t_0^2 k_0 n_2 G(0)} / k_2(0) = 1/A_0$ 을 곱하고 $k_2(\zeta) / k_2(0) = \beta(\zeta)$ 라 한 뒤 $\xi = \int_0^\zeta \beta(\zeta') d\zeta'$ 라 하고 양변을 $\beta(\zeta)$ 로 나누어 정리하면 식 (2.4.2)가 된다.⁽⁸⁾⁽⁹⁾

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} + i |\phi|^2 \phi + \alpha \phi \quad (2.4.2)$$

여기서 $\tau = (t - \int_0^\zeta k_1(z') dz') / T_0$ 이고 $\phi = \frac{\tilde{A}}{A_0} \cdot \left(\frac{\beta}{\rho}\right)^{1/2}$ 이다. 일반적으로 $\alpha = \left(\frac{k_2'}{2k_2} - \frac{G'}{2G}\right)$ 로 표시되지만 초기의 손실을 고려하면 $\alpha = \left(\frac{r z_0}{\beta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} + \left(\frac{k_2'}{2k_2} - \frac{G'}{2G}\right)\right)$ 이 된다. 위의 식 (2.4.2)에서 알 수 있는 바와

같이 FSDD내에서 진행하는 파를 나타내는 기본 식에는 파의 증폭을 의미하는 마지막 항이 포함되므로 광펄스가 진행함에 따라 압축됨을 예상할 수 있다.⁽⁹⁾ 일반적으로 이러한 FSDD를 제작하는 방법은 다음과 같다. 우선 파이버의 분산에 영향을 주는 요소로는 크게 3가지가 있다. 첫째는 파이버 재료상의 화학적 구성이고 둘째는 파이버의 굴절률 변화이고 셋째는 파이버의 코어반경이다. 최근의 기술적인 측면에서 보면 처음의 2가지를 변경시킨다는 것은 매우 어렵고 정확한 제어를 필요로 하므로 파이버의 반경을 변경시키는 것이 상대적으로 가장 손쉬운 방법이다.⁽⁹⁾ 우선 파이버 내의 전체분산을 D라 하면

$$D = M_n + M_w + M_m \quad (2.4.3)$$

이다. 식 (2.4.3)에서 M_n은 재료분산, M_w는 구조분산, M_m은 모드분산을 의미한다. 일반적인 파이버는 SiO₂로 구성되고 모드분산의 영향은 상대적으로 극히 작으므로 파이버내의 분산을 변화시키는 가장 중요한 요소는 구조분산이 된다.⁽⁹⁾ 구조분산은 다음 식 (2.4.4)로 표시된다.

$$M_w = \frac{\Delta n}{c\lambda} V \frac{d^2 BV}{dV^2} \quad (2.4.4)$$

식 (2.4.4)에서 Δn 은 굴절률차, B와 V는 규격화 도파상수와 주파수를 의미한다. 이들 중 V를 변화시킴으로서 파이버내의 분산값을 변화시킬 수 있다. 현재 특수제이시스템을 사용하여 MCVD방법으로 외경을 175 μm 에서 115 μm 로 변화시켜 제작한 파이버에서 1.55 μm 의 파장에서 분산값을 15ps/nm/km에서 0으로 변화시킬 수 있다. 이때 모드특성과 손실은 무시할 수 있을 만큼 매우 작다.⁽⁹⁾

III. 수치해석 및 결과 검토

1. 수치해석방법

파이버 내에서의 솔리톤진행을 해석하는 방법으로는 일반적으로 FFTBPM(Fast Fourier Transform Beam Propagation Method)과 FDBPM(Finite Difference Beam Propagation Method)이 사용된다. FFTBPM은 시간축에서의 계산을 푸리에 변환하여 주파수 범위 넘겨 계산하는 방법인데 시간 영역의 값들을 주파수 영역으로 빠르게 계산하여 변환시키기 위해 FFT 알고리즘을 사용한다. 반면 FDBPM은 수치해석법중의 하나인 FDM(Finite Difference Method)을 광파이버에서의 파의 진행 해석에 적용시킨 방법이다.⁽¹²⁾ FDBPM은 FFTBPM에 비해 Δt 의 크기를 불균일하게 잡을 수 있고 알고리즘이 FFTBPM에 비해 상대적으로 쉽다는 장점이 있다. 또한 일반적으로 FDBPM은 FFTBPM에 비해 계산속도가 늦지만 이를 극복할 수 있는 여러 기술들이 최근에 제시되어왔다.⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ 본 연구에서 사용한 알고리즘을 요약하면 다음과 같다. 먼저 $N=1$ 에 대해 식 (2.2.6)의 양변을 ζ 에서 $\zeta+\Delta\zeta$ 까지 적분한다. 좌변과 우변은 각각 다음 식과 같이 표시된다.

$$\int_{\zeta}^{\zeta+\Delta\zeta} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \zeta} d\zeta \doteq \tilde{A}(\zeta + \Delta\zeta, \tau) - \tilde{A}(\zeta, \tau) \quad (3.1.1)$$

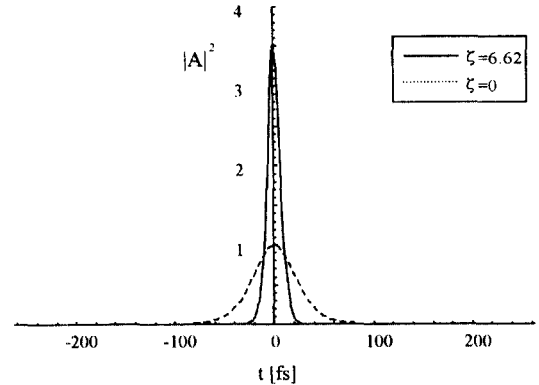
$$\int_{\zeta}^{\zeta+\Delta\zeta} (D+N)\tilde{A} \doteq \frac{(D+N)\tilde{A}(\zeta + \Delta\zeta, \tau) + (D+N)\tilde{A}(\zeta, \tau)}{2} \Delta\zeta \quad (3.1.2)$$

여기서 $|\tilde{A}(\zeta + \Delta\zeta, \tau)|^2 \doteq |\tilde{A}(\zeta, \tau)|^2$ 으로 근사화하고 정리하면 다음과 같다.

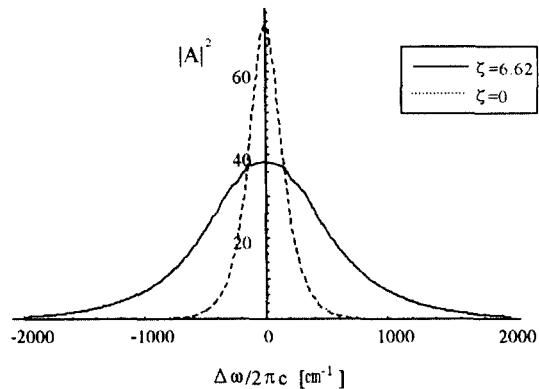
$$-a\tilde{A}(\zeta_{i+1}, \tau_{j+1}) + b\tilde{A}(\zeta_{i+1}, \tau_j) - a\tilde{A}(\zeta_{i+1}, \tau_{j-1}) \quad (3.1.3) \\ = a\tilde{A}(\zeta_i, \tau_{j+1}) + c\tilde{A}(\zeta_i, \tau_j) + a\tilde{A}(\zeta_i, \tau_{j-1})$$

여기서 $\zeta_{i+1} = \zeta_i + \Delta\zeta$, $\tau_{j+1} = \tau_j + \Delta\tau$, 이고 a, b, c는 각각 $i\Delta\zeta/(4\Delta\tau^2)$, $1 - i\Delta\zeta(|\tilde{A}(\zeta_{i+1}, \tau_j)|^2 - 1/\Delta\tau^2)/2$, $1 + i\Delta\zeta(|\tilde{A}(\zeta_i, \tau_j)|^2 - 1/\Delta\tau^2)/2$ 이다.⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ 위의 알고리즘을 사용할 경우 기존의 수치해석방법을 사용할 경우와 비교하여 같은 정확도를 얻기 위해 소요되는 시간을 줄일 수 있다.⁽¹¹⁾ 마찬가지로 이를 다시 식 (2.3.3) 적용하면 GNSE에 대한 수치해석법을 얻을 수 있다. 본논문에서는 ± 200 [fs]에 대해 경계조건을 0으로 하고 시간영역을 500개로 나누고 $\Delta\zeta = 0.005$ 로 하여 다음의 모든 모의 전산실험에 적용하여 그 결과를 얻었다.

2. NSE를 사용한 FSDD해석



(a) Time Domain



(b) Frequency Domain

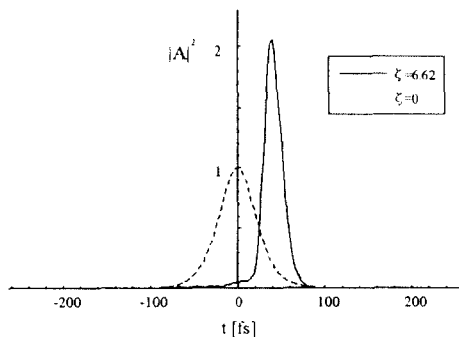
그림 2 FSDD에서의 솔리톤 진행을 NSE로 해석한 결과
Fig. 2 Analysis of proceeding of soliton in FSDD using NSE($\zeta = 6.62$, $t_0 = 28.4$ [fs], $\beta = -1 + \zeta/9.3$)

그림 2의 (a), (b)는 초기펄스를 sech² 형태로 주었을 경우 식 (2.4.3)을 사용하여 $\zeta=6.62$ 에서 얻은 시간과 주파수적 결과이다. 피크치가 1이고 반치폭이 50 [fs]인 초기 펄스가 $\zeta=6.62$ 만큼 진행된 후 피크치가 3.55이고 반치폭이 14.5fs인 솔리톤으로 압축되었음을 알 수 있다. 이때 사용한 50[fs]의 초기 펄스 역시 일반적인 방법으로는 얻기 힘든 반치폭이다. 1.32[μ m]의 파장대에서 솔리톤효과와 격자쌍을 동시에 이용하여 165[ps]의 펄스를 33[fs]로 압축한 예가 있으나 이 경우 전력의 손실이 매우 크다.⁽⁵⁾ 대신 솔리톤 레이저를 사용하면 1.4~1.6[μ m]의 범위에서 DFF(Dispersion Flattened Fiber)를 이용하여 50[fs]의 기본솔리톤에 가까운 펄스를 발생시킬 수 있다.⁽¹⁶⁾ 이방법으로 얻을 수 있는 50[fs]의 펄스를 다음의 모든 모의 전산실험에서 초기 펄스로 사용하였다. 여기서 사용된 파라미터에 의하면 $\zeta=1$ 은 0.368[m]에 해당하는 길이로 전체 진행거리 $\zeta=6.62$ 는 약 2.436[m]에 해당한다. 또한 $k_3=2.18 \times 10^{-28}$ [s²/cm]이다.

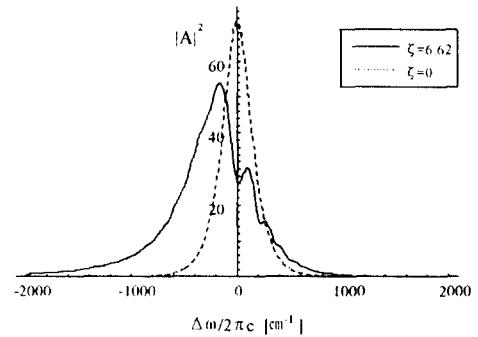
3. GNSE를 사용한 FSDD해석

실제로 파이버 내에서 진행하는 펄스의 반치폭이 수십 [fs] 이하로 줄어들면 여러 고차효과들을 고려해야 하는데 이 경우 식 (2.4.3)은 식 (2.3.3)으로 변형된다.

그림 3은 그림 2에서 사용된 초기값과 파라미터를 식 (2.3.3)에 적용시켜 얻은 결과이다. 그림 3에서 볼 수 있는 바와 같이 입력된 파는 피크치가 2.07이고 반치폭이 22fs인 솔리톤으로 압축되며 주파수 영역에서 중심주파수가 160[cm⁻¹]로 이동함을 알 수 있다. 그림 2의 (a), (b)와 3의 (a), (b)를 비교하면 FSDD에서



(a) Time Domain



(b) Frequency Domain

그림 3 FSDD에서의 솔리톤 진행을 GNSE로 해석한 결과
Fig. 3 Analysis of proceeding of soliton in FSDD using GNSE($\zeta=6.62$, $t_0=28.4$ [fs], $\beta=-1+\zeta/9.3$, $k_3=10^{-42}$ [sec³/cm])

의 파의 진행을 해석할 경우 여러 고차효과를 고려하면 펄스의 피크치 증가와 펄스폭 감소가 분화됨을 알 수 있다. 또한 NSE를 사용할 경우 중심주파수의 변화가 없는 반면 GNSE를 사용할 경우 중심주파수가 이동함을 알 수 있다. 따라서 수십 펨토초의 펄스폭을 갖는 솔리톤의 FSDD에 의한 압축율은 실제로 어느 정도 제한되지만 기본솔리톤에 가까운 펄스로 압축할 수 있음을 알 수 있다. 초기 펄스폭이 수십 피코초일 경우 솔리톤의 진행을 NSE로 해석하므로 그림 2와 같이 FSDD를 사용하여 높은 압축율을 얻을 수 있지만 모드변화와 손실을 고려해야 하므로 이 역시 제한될 것으로 예상된다. 그림 3의 결과가 Mamyshev 등에 의한 결과⁽¹⁶⁾와 일치하는 것을 알 수 있다.

4. 연속적인 파이버를 사용한 해석

II 장 4절에서 언급한 바와 같이 실제로 FSDD를 제작하기 위해서는 특수한 제작기술과 장치가 필요하다. 본 장에서는 이러한 단점을 보완하기 위해 분산값이 선형적으로 감소하는 파이버 대신에 분산값이 서로 다른 여러 개의 파이버를 연속으로 연결한 경우 나타나는 결과를 알아보았다. 이들을 그림 4에 나타내어 비교하였다.

그림 5에서는 Q=1, 2, 3인 경우에서의 솔리톤의 진행을 FSDD를 사용한 경우와 분산값이 일정한 1개의 파이버만을 사용한 경우의 솔리톤의 진행과 비교

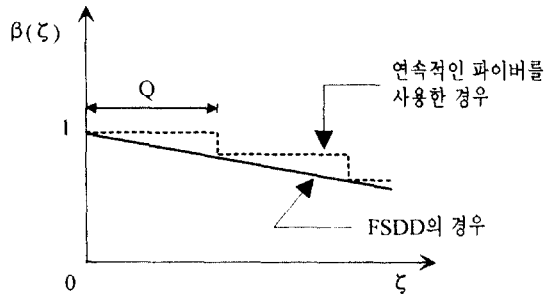
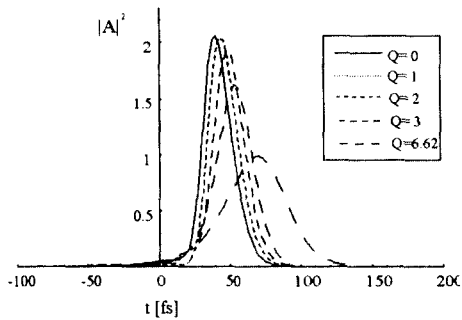
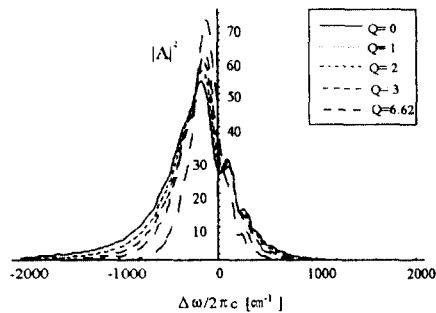


그림 4 연속적인 파이버를 사용한 경우 파이버 길이에 따른 β 의 변화
 Fig. 4 Variation of β in a sequence of fibers and FSDD

하였다. 모두 $\zeta=6.62$ 까지 진행시켰으며 이 사이에 Q 길이마다 전단보다 분산값이 작은 파이버를 삽입하였다. 여기서 파이버간의 결합손실은 무시하였다.



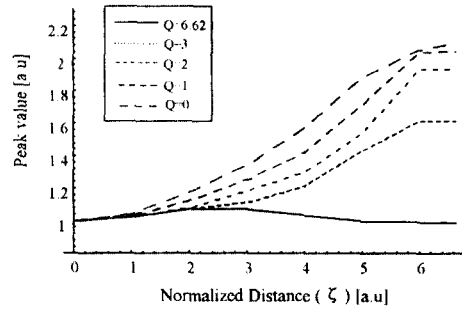
(a) Time Domain



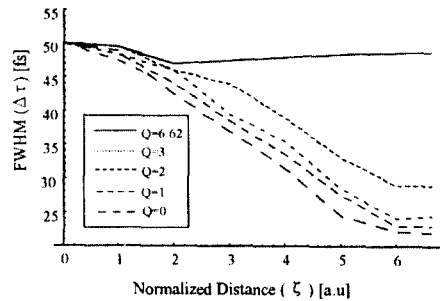
(b) Frequency Domain

그림 5 연속적으로 연결된 파이버를 사용하였을 경우의 압축결과
 Fig. 5 Compression of soliton by using sequentially connected fiber($\zeta = 6.62$, $t_0 = 28.4$ [fs], $k_3 = 10^{-42}$ [sec³/cm])

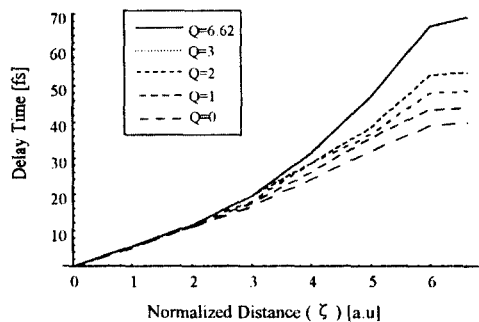
그림 5에서 알 수 있는 바와 같이 연결된 파이버의 사이의 길이가 늘어남에 따라 피크치가 줄어들고 반치폭과 지연시간이 늘어남을 알 수 있다. 다음의 그림 6은 연결된 파이버 사이의 거리를 증가시킬 경우 진행거리에 따른 피크치, 반치폭, 지연시간의 변화를



(a) Peak Value



(b) FWHM



(c) Delay Time

그림 6 연속적으로 이어진 파이버를 사용한 경우의 거리에 대한 피크치, 반치폭, 지연시간 비교
 Fig. 6 Comparison of peak value, FWHM, delay time in a sequence of fiber($t_0 = 28.4$ [fs], $k_3 = 10^{-42}$ [sec³/cm])

비교한 그림이다. 그림 6에 나타난 바와 같이 삽입된 다른 반지름을 가지는 파이버들의 수가 줄어들에 따라 피크치는 감소하고 반지폭과 지연시간이 늘어남을 알았다. 그러나 $Q=1$ 에 대해서는 피크치와 반지폭에서 FSDD를 사용한 경우와 유사한 결과를 얻을 수 있었다. 지연시간에 있어서는 큰 차이를 나타내었다. 물론 삽입한 파이버들의 길이를 줄일수록 FSDD를 사용한 경우에 가까운 결과를 얻을 수 있을 것이다. 그러나 이 경우 결합손실이 늘어나 앞에서 무시한 손실효과를 고려해야 할 것이다.

5. 입력파형의 변화에 따른 결과

앞의 모의전산실험에서 사용한 초기 입력파는 $\text{sech}(\tau)$ 의 형태를 지니는 즉 식 (2.2.6)에서 $N=1$ 인 경우의 하나의 특수해인 기본솔리톤 형태를 취하고 있다. 여기서는 초기치가 기본솔리톤 형태에서 조금씩 벗어나는 경우에 대해 알아보았다. 만일 바탕부분이 넓은 즉 바탕부분에 보다 많은 전력을 포함한 형태의 초기치를 사용하였을 경우 압축된 결과를 보았다. 제시된 초기치는 다음과 같다.

$$A(\tau, \zeta=0) = a \cdot \text{sech}(\tau/\tau_0) + (1-a) \cdot \text{sech}(\tau) \quad (3.5.1)$$

이를 그림 7에 나타내었다.

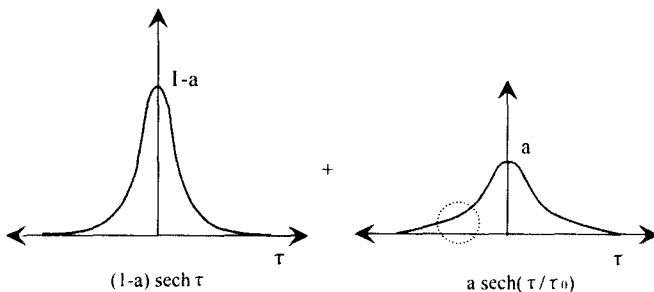
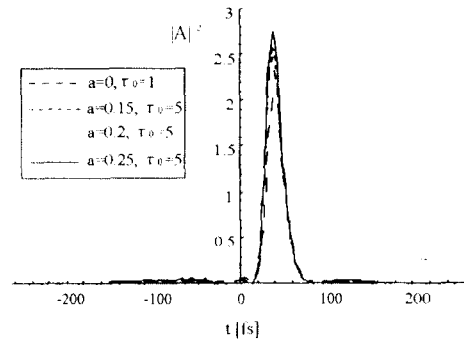
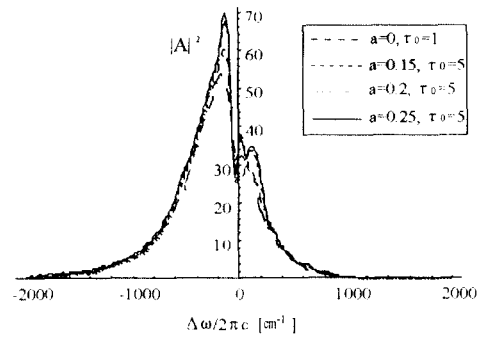


그림 7 입력파형의 변화에 사용된 파라미터
Fig. 7 Parameters used in varying the shape of input pulse

바탕부분의 전력이 솔리톤으로 변환된다면 같은 입력 피크 전력을 사용하더라도 더 좋은 압축율을 얻으리라고 예상되었다. 그림 8에서는 $\tau_0=5$ 로 고정시키고 서로 다른 a 에 대해 거리에 따른 피크치, 반지폭, 지연시간을 초기펄스가 기본솔리톤인 경우와 비



(a) Time Domain



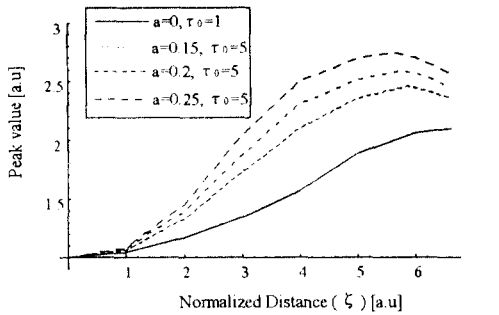
(b) Frequency Domain

그림 8 a의 변화에 따른 펄스의 FSDD를 진행한 결과
Fig. 8 Results of soliton compression to variation of a ($\zeta =$ peak, $t_0 = 28.4$ [fs], $\beta = -1 + \zeta/9.3$, $k_3 = 10^{-42}$ [sec³/cm])

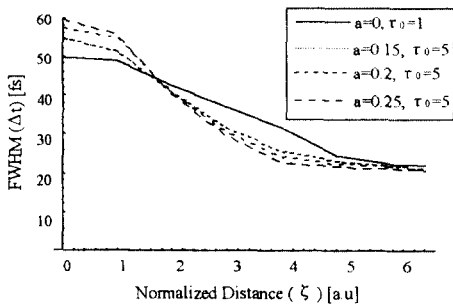
교하였다.

그림 8에서 a 값이 증가하면 양 측면의 전력이 대부분 솔리톤으로 변화되어 피크치가 증가하는 것을 볼 수 있다. 아래 그림 9에서는 a 값을 변화시켰을 경우 거리에 대한 피크치, 반지폭, 지연시간의 변화를 나타내었다. a 값이 커짐에 따라 즉 바탕부분의 전력이 증가함에 따라 피크치가 늘어나고 초기 반지폭이 커지더라도 최소 반지폭은 오히려 감소하며 피크치를 얻을 수 있는 진행거리가 줄어들음을 알았다. 지연시간은 a 의 변화에 상관없이 거리의 변화에 따라 거의 일정한 변화를 나타내었다.

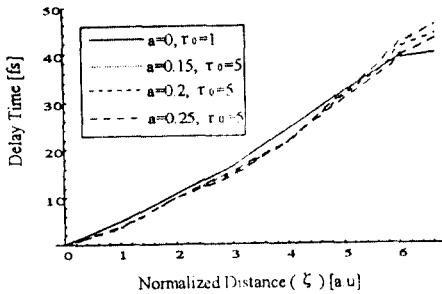
지금까지 사용한 50[fs] 펄스의 피크치의 전력을 사용파라미터를 고려하여 계산하면 1.1[W]라는 높은 전



(a) Peak Value



(b) FWHM



(c) Delay Time

그림 9 a의 변화에 따른 진행과의 피크치, 반치폭, 지연시간의 변화

Fig. 9 Variation of peak value, FWHM, and time delay to variation of $a(t_0=28.4$ [fs], $\beta = -1 + \zeta/9.3$, $k_3 = 10^{-42}$ [sec³/cm])

력에 해당한다. 보다 높은 피크치를 갖는 초기펄스로 FSDD를 사용하여 높은 압축율과 피크치를 얻을 수 있지만 이 경우 초기 피크전력이 높아야한다는 어려움이 있다. 위의 결과로부터 바탕부분에 많은 전력을 포함한다면 FSDD를 사용하여 이를 기본솔리톤으로 변화시켜 보다 좁은 반치폭과 높은 피크치를 갖는 펄스를 얻을 수 있음을 알 수 있다.

IV. 결론 및 추후 과제

FSDD에서의 솔리톤 진행을 NSE로 해석할 경우 입력파의 반치폭이 파가 $\zeta=6.62$ 이상 진행하여도 계속 압축되었다. 그러나 여러 고차효과를 고려하여 GNSE를 사용하여 해석할 경우 펄스가 일정한 거리 이상을 진행하면 반치폭 어떤 값으로 줄어들었다 다시 늘어났으며 파의 진행에 있어 시간적인 지연현상이 일어났다.

실제로 제작하기 어렵다는 단점을 보완하기 위해 FSDD 대신에 분산값이 서로 다른 파이버를 연속적으로 연결한 경우에 대해 모의전산실험하였다. 그 결과 일정한 길이 이하로 파이버를 연결하면 피크치나 반치폭에 있어 FSDD를 사용한 경우와 거의 유사한 결과를 얻었다. 그러나 지연시간이 늘어나는 단점이 생겼다. 본 논문에서 사용된 파라미터에 의하면 전체 길이가 2.443[m] 일 경우 0.368[m] 마다 분산값이 전단에 비해 작은 파이버를 삽입할 경우 FSDD를 사용할 경우와 유사한 결과를 얻을 수 있었다. 그러나 더 이상 파이버의 삽입거리를 늘릴 경우 펄스폭이나 최대치가 급격히 감소함을 알았다.

기존의 압축방법에 비해 FSDD를 사용할 경우 상대적으로 압축율이 낮다는 단점을 해결하기 위해 입력파형의 변화에 대한 FSDD에서의 진행을 모의전산실험하였다. 모든 경우에 있어 피크치는 일정하게 유지하였고 대신에 바탕부분의 전력의 크기를 변화시켰다. 그 결과 초기 입력파의 반치폭이 넓은 경우에도 바탕부분의 전력이 기본솔리톤으로 변하여 피크치가 증가할 뿐만 아니라 펄스가 높은 비율로 압축되어 보다 좁은 반치폭을 얻을 수 있었다. 또한 가장 큰 피크치를 얻기 위해 필요한 진행거리도 줄어드는 장점을 나타내었다.

본 논문은 수십 펨토대의 기본솔리톤을 얻기위해

사용될 FSDD의 단점을 해결하고자 하는 하나의 시도로 앞의 모든 모의전산실험에서 k2의 변화에 의한 모드의 변화는 참고문헌의 결과에 기초하여 무시하였다. 그러나 FSDD에서의 모드경의 변화를 고려하고 특히 FSDD에서의 전송손실과 연속적으로 연결된 파이버에서의 결합손실, 그리고 편파보존성 문제등을 고려하여 보다 정확한 결과를 얻어야 하겠으며 FSDD의 단점을 개선할 수 있는 보다 효율적인 방법등이 제시되어야 하겠다.

참 고 문 헌

1. H. A. Haus, "Molding light into solitons," IEEE Spectrum March, pp. 48~53, 1993.
2. A. Hasegawa, and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers I.: Anormalous dispersion," Appl. Phys. Lett., vol. 23, No. 3, pp. 142 144, 1973.
3. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," Phys. Rev. Lett., vol. 45, No. 13, pp. 1095 1098, 1980.
4. W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 1, No. 2, pp. 139 149, 1984.
5. A. S. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, and J. R. Taylor, "Generation of 33-fs pulses at 1.32 μ m through a high-order soliton effect in a single-mode optical fiber," Optics Lett., vol. 12, No. 6, pp. 395 397, 1987.
6. P. V. Mamyshev, and S. V. Chernikov, "Femto-second soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion," J. Opt. soc. Am. B, vol. 8, No. 8, pp. 1633 1641, 1991.
7. P. V. Mamyshev, and S. V. Chernikov, "Ultra pulse propagation in optical fibers," Optics Lett., vol. 15, No. 19, pp. 1076 1078, 1990.
8. E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov, "Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers," Optics Lett., vol. 14, No. 18, pp. 1008 1010, 1989.
9. V. A. Bogatyrev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, A. S. Kurkov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, S. S. Rumyantsev, et. al., "A single mode fiber with chromatic dispersion varying along the length," J. Lightwave Tech., vol. 9, No. 5, pp. 561 565, 1991.
10. S. T. Hendow, and S. A. Shakir, "Recursive numerical solution for nonlinear wave propagation in fibers and cylindrically symmetric systems," Appl. Opt., vol. 25, No. 11, pp. 1759~1764, 1986.
11. Y. C. Chung, and N. Dagli, "An assessment of finite difference beam propagation method," IEEE J. Quantum Elect., vol. 26, No. 8, pp. 1335~1339, 1990.
12. G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, pp. 26~44, 1989.
13. A. Hasegawa, Y. Kodama, "Signal transmission by optical solitons in monomode fiber," Proc. of IEEE, vol. 69, No. 9, pp. 1145~1150, 1981.
14. D. Marcuse, "Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fiber," J. Opt. Soc. Am., vol. 68, No. 1, pp. 103~109, 1973.
15. 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, vol. 6, No. 6, pp. 1159 1166, 1989.
16. F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, "Ultrashort pulses from the soliton laser," Opt. Lett. Vol. 12, No. 6, 407~409, 1987.



尹秀永(Soo-Young Yoon) 正會員
 1970年 3月 1日生
 1994年 2月: 인하대학교 전자공학과 졸업
 1996年 2月: 仁荷大學校 大學院 電子工學科 卒業.(工學碩士).
 1996년 2월~현재: 삼성전자 정보통신연구소 광통신연구팀 (주임연구원)
 ※主關心分野: 차세대 광전송, EDFA 등.

연구팀 (주임연구원)

※主關心分野: 차세대 광전송, EDFA 등.



安 圭 哲(Kyu-Chul Ahn) 正會員

1983年 3月: 인하대학교 전자공학과 입학

1983年 2月: 인하대학교 전자공학과 졸업

1983年 3月: 인하대학교 대학원 전자공학과 입학

1985年 8月: 仁荷大學校 大學院 電子工學科 卒業.(工學碩士).

1985年 8月: 仁荷大學校 大學院 電子工學科 卒業.(工學碩士).

1993年 8月: 仁荷大學校 大學院 電子工學科 博士課程 受了.

1990년~1993년: LG정보통신(주) 안양연구소 광통신실 주임연구원

1993년~1995년: 한국체육과학연구원 스포츠공학실 연구원

1992년~現在: 안산專門大學 電子工學科 助教授.

※主關心分野: 光電子工學, 電子場 理論.



宋 崙 元(Yun-Won Song) 正會員

1960年 5月 27日生.

1983年 2月: 濟州大學校 通信工學科 卒業.

1985年 8月: 仁荷大學校 大學院 電子工學科 卒業.(工學碩士).

1992年 8月: 仁荷大學校 大學院

電子工學科 博士課程 受了.

1992년~現在: 大憲專門大學 電子工學科 助教授.

※主關心分野: 光電子工學, 電子場 理論.

崔 炳 河(Byung Ha Choi) 正會員

1936年 12月 3日生.

1960年 2月: 仁荷大學校 電機工學科 卒業.

1962年 2月: 仁荷大學校 大學院 電機工學科 卒業.(工學碩士).

1975年 2月: 仁荷大學校 大學院 電機工學科 卒業.(工學博士).

現在: 仁荷大學校 電子工學科 教授.

※主關心分野: 電子場理論, 光電子工學, 光通信工學.