

펄트초 펄스와 광결정 광섬유를 이용한 초 연속스펙트럼의 발생

최형규 · 김소은 · 기철식[†]

광주과학기술원 고등광기술연구소 나노광학연구실
Ⓣ 500-712 광주광역시 북구 오룡동 산 1

성재희 · 유태준 · 고도경 · 이종민

광주과학기술원 고등광기술연구소 펄트초연구실
Ⓣ 500-712 광주광역시 북구 오룡동 산 1

(2007년 8월 13일 받음, 2007년 10월 20일 수정본 받음)

광결정 광섬유에서 생성되는 초 연속스펙트럼의 특성을 일반화된 비선형 슈뢰딩거 방정식과 split step 푸리에 방법을 이용하여 전산모사 하였다. 그 결과를 바탕으로 200 fs 펄스폭을 갖는 Ti:sapphire 레이저와 광결정 광섬유를 이용하여 650 nm부터 900 nm에 이르는 파장영역에서 ± 4 dB 이하의 평탄도를 가지는 초 연속스펙트럼을 실험적으로 생성하였다.

주제어 : Photonic crystal fiber, Supercontinuum, Soliton, Optical coherence tomography

I. 서 론

최근, 클래딩에 공기구멍들(air holes)이 주기적으로 배열된 마이크로구조 광섬유(microstructured fiber)인 광결정 광섬유(photonic crystal fiber)에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.^[1,2] 광결정 광섬유의 클래딩의 유효굴절률과 실리카 코어의 굴절률은 매우 큰 차이가 있으며, 이로 인해 코어에 빛을 강하게 국소화 시킬 수 있다. 또한, 공기구멍의 지름과 배열, 모양을 변화시킴으로써 광결정 광섬유의 분산 특성을 조절할 수 있다. 강한 빛의 국소화로 인한 높은 비선형 효과와 조절 가능한 광결정 광섬유 분산 특성으로 인해 광결정 광섬유를 통과한 입사 펄스의 스펙트럼이 굉장히 넓어지는 초 연속스펙트럼(supercontinuum spectrum)의 생성이 가능해지고, 이는 anti-Stokes Raman 분광학, 광학단층영상(optical coherence tomography, OCT), 주파수 정밀 측정 등에 광원으로써 응용된다.^[3-9]

응용에 적합한 초 연속스펙트럼을 얻기 위해 초 연속스펙트럼 생성의 물리적 원인을 이해하는 것이 중요하다. 이를 위해 다양한 입력 펄스와 광결정 광섬유에 대한 광범위한 연구가 진행되었다.^[10-13] Chang의 연구 그룹은 광결정 광섬유의 영 분산 파장(zero dispersion wavelength, ZDW) 근처에서 입사하는 펄트초 펄스의 스펙트럼 변화가 세 단계로 나뉘어짐을 보였다.^[14] 첫 번째 단계에서는 낮은 분산효과와 강한 자기위상변조(self-phase modulation, SPM)효과로 인하여 수 밀리미터 도파 거리에서 입사펄스가 스펙트럼 상에서 두 부분으로 나뉘며, 각각은 각기 다른 분산효과를 겪게 된다. 두 번째 단계에서 비정상 분산영역(anomalous dispersion regime)

에 있는 펄스 부분은 솔리톤(soliton)을 형성하고 반면에 정상 분산영역(normal dispersion regime)에 있는 펄스 부분은 시간적으로 늘어지게 된다. 이후 스펙트럼 넓어짐은 더 이상 일어나지 않으며 라만 효과에 의해 솔리톤이 장파장 쪽으로 이동하게 된다. 이런 초 연속스펙트럼의 물리적 원인에 대한 이해는 응용에 유용한 광원을 얻기 위해 적절한 광결정 광섬유와 입사 펄스의 특성을 선택하는데 도움을 준다.

본 논문에서는 펄트초 펄스가 광결정 광섬유를 전파하면서 생성되는 초 연속스펙트럼의 특성에 대해 전산모사와 실험 연구결과를 소개한다. 전산모사는 광섬유를 통해 전파하는 펄스의 특성을 알려주는 일반화된 비선형 슈뢰딩거 방정식(generalized nonlinear Schrödinger equation)을 split-step 푸리에 방법을 이용해 수치 해석적으로 수행하였다. 전산모사결과를 바탕으로 Ti:sapphire 펄트초 레이저에서 나오는 200 fs 펄스를 광결정 광섬유에 입사시켜 600 nm부터 950 nm에 이르는 넓은 스펙트럼 폭을 갖는 초 연속스펙트럼을 실험적으로 생성시켰다. 이 초 광대역 연속스펙트럼은 광원의 스펙트럼 대역이 넓을수록 단층영상의 분해능이 향상되는 광학단층영상장치의 광원으로 활용될 수 있을 것이다.

II. 본 론

2.1. 전산모사 방법 및 결과

광섬유를 통해 전파하는 펄스의 특성은 일반화된 비선형 슈뢰딩거 방정식으로 설명된다. 이 비선형 슈뢰딩거 방정식은 시간 T 에 대한 펄스의 진폭 $A(z, T)$ 의 시간과 진행 방향에 대한 변화를 설명하는 식으로 다음과 같이 전개할 수 있다.

[†] E-mail: cskee@gist.ac.kr

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \left(\sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) A \\ &= i\gamma(1-f_R) \left(|A|^2 A - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) \right) \\ & \quad + i\gamma f_R \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(\int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau \right) \end{aligned} \quad (1)$$

이 식은 손실 계수 α 와 고차 분산항 β_n , 자기위상변조항, self-steepening 항 그리고, 지연된 라만 반응 함수(delayed Raman response function) $h_R(\tau)$ 와 이 함수의 기여 정도를 나타내는 f_R 을 포함한다. 실제 측정된 $h_R(\tau)$ 은 다음과 같은 감쇠진동식으로 간략화 될 수 있다.

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (2)$$

변수 τ_1, τ_2 은 실제 라만 이득 스펙트럼에 적합하도록 선택되며, 일반적으로 $\tau_1 = 12.2$ fs, $\tau_2 = 32$ fs를 사용한다. 또한 f_R 은 대략 0.18로 근사한다. 이 식은 split-step algorithm^[15]을 사용해 계산한다. 즉, 분산과 흡수를 설명하는 미분 연산자 \hat{D} 와 광섬유의 비선형성을 설명하는 비선형 연산자 \hat{N} 을 사용하여 아래와 같이 바꾸면,

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3)$$

여기서

$$\begin{aligned} \hat{D} &= -\frac{\alpha}{2} - \left(\sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n} \right) \\ \hat{N} &= i\gamma(1-f_R) \left(|A|^2 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2) \right) \\ & \quad + \frac{i\gamma f_R}{A} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left(\int_0^\infty h_R(\tau) |A(z, T-\tau)|^2 d\tau \right) \end{aligned} \quad (4)$$

이 된다. 펄스가 광섬유를 따라 진행할 때 분산과 비선형 효과는 동시에 발생하지만, split-step 방법은 미소 거리 h 를 진행할 때, 분산과 비선형 효과가 독립적으로 일어난다고 가정

하고 계산한다. 즉, z 에서부터($z+h$)까지의 진행은 두 단계를 거친다. 첫 번째 단계로 비선형 효과가 독립적으로 발생하는 것으로 가정하고, 룬지 쿠타(Runge-Kutta) 방법을 이용해 편미분 방정식을 계산한다. 이후 두 번째 단계로 푸리에 변환을 통해 펄스를 주파수 공간에서 표현한 후 광섬유의 분산 영향을 계산한 다음 다시 역 푸리에 변환을 통해 시간 공간으로 환원한다. 이상의 과정을 수학적으로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$A(z+h, T) \approx \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z, T) \quad (5)$$

이러한 수치 해석적 방법을 광결정 광섬유에 작용하기 위해서, 그림 1과 같이 주기적인 구조를 지닌 광결정 광섬유의 클래딩부분을 유효 굴절률 모델을 적용하여 일반 광섬유의 클래딩처럼 다루어 광결정 광섬유에 도파하는 펄스의 특성을 전산모사 한다.

그림 2는 펄스가 일정길이의 광섬유를 진행한 경우, 펄스의 시간적 특성과 주파수특성을 보여주는 스펙트로그램(spectrogram)이다. 전산모사에 사용된 변수는 입력 펄스의 첨두출력 P_0 는 28.7 kW, 시간폭 T_{FWHM} 은 10 fs이다. 그리고 비선형 계수 γ 는 $95 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ 이고 분산특성계수들은 $\beta_2 = 0.79 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 9.49 \times 10^{-2} \text{ ps}^3/\text{km}$, $\beta_4 = -2.78 \times 10^{-6} \text{ ps}^4/\text{km}$ 이고 영 분산 파장은 750 nm 광섬유의 길이는 12 cm로 가정하였다.

그림 2는 입력 펄스가 위의 특성을 갖는 광결정 광섬유를 12 cm 도파한 경우의 출력 펄스의 시간적 특성과 주파수 특성을 보여준다. 잘 알려진 바와 같이 초기 강한 자기위상변조 효과에 의해 영 분산 파장을 중심으로 장파장과 단파장 쪽으로 분리된 펄스는 광결정 광섬유를 진행하면서 서로 다른 분산을 겪는다. 영 분산 파장보다 장파장 쪽인 비정상 분산 영역에서 펄스는 진행하면서 점차 솔리톤으로 진화하고, 솔리톤이 형성되는데 불필요한 성분들을 흘려보내며(shed wave), 단파장쪽 정상 분산 영역에서는 분산파(dispersive wave)가 생성된다.

입력 펄스의 선폭과 첨두 출력, 광결정 광섬유의 분산값과 영 분산 파장을 인위적으로 변화시켜 여러 가지 경우의 전산 모사를 통해 초 연속스펙트럼의 경향성을 파악하였다. 그림 3(a)에서는 서로 다른 분산 특성을 갖는 세 가지 광결정 광

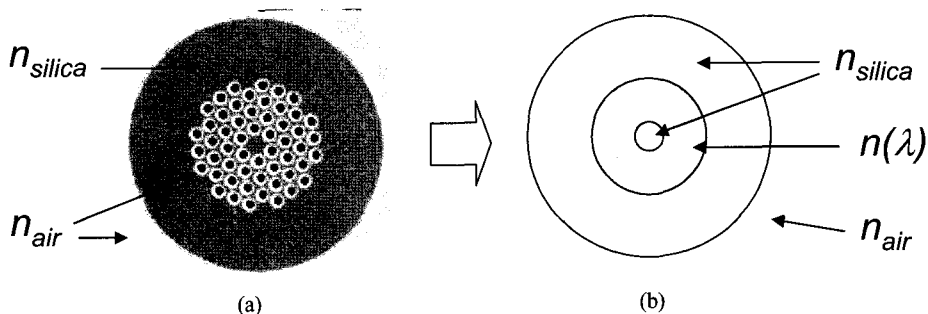


그림 1. (a) 광결정 광섬유의 단면도, (b) 유효 굴절률 모델을 적용한 광결정 광섬유의 단면도.

섬유를 가정한 전산 모사 결과를 보여준다. 분산계수 중 β_2 의 값이 각각 -8, 0, 8 ps²/m이며, 이는 중심파장이 800 nm인 입력 펄스에 대하여 영 분산 파장이 각각 770, 800, 830 nm 임을 의미한다. 입력 펄스의 특성은 첨두 파워는 28 kW, 시간폭은 10 fs로 동일하다. 그림을 통해 알 수 있듯이 입력 펄

스의 중심파장이 광결정 광섬유의 영 분산 파장과 떨어진 비정상 분산 영역에 위치하고 펄스의 시간 폭이 좁을수록 매우 넓은 스펙트럼을 얻을 수 있는 반면, 스펙트럼은 평탄하지 않았다. 그림 3(b)은 동일한 분산 특성을 갖는 광결정 광섬유에 대해 입력 펄스의 특성이 다른 두 경우에 대한 전산 모사 결과를 보여준다. 입력 펄스는 첨두 파워 28 kW, 시간폭 10 fs, 그리고, 첨두 파워 14 kW, 시간폭 20 fs의 두 경우를 가정하였으며, 이는 동일한 에너지를 갖는다. 펄스의 좁은 시간 폭과 높은 첨두 파워는 강한 비선형 효과를 유발하여 넓은 대역의 스펙트럼이 형성되는 반면 스펙트럼의 세기는 매우 요철이 심하다. 이상과 같은 전산 모사 결과로부터, 입력 펄스의 중심 파장이 광결정 광섬유의 영 분산 파장 근처의 비정상 분산 영역에 위치하고 적절히 넓은 시간 폭의 입력 펄스를 사용하면 평탄하고 적절히 넓은 스펙트럼을 얻을 수 있음을 알 수 있다.

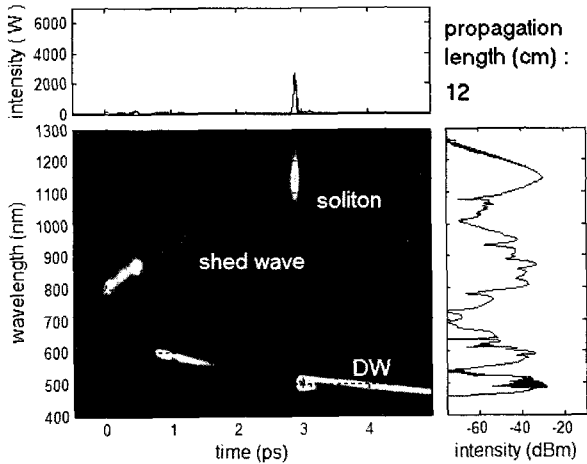


그림 2. 광결정 광섬유에서 펄스가 일정길이를 진행한 경우 펄스의 시간적 특성과 주파수특성을 보여주는 스펙트로그램(spectrogram). 전산모사에 사용된 변수로는, $L=12$ cm, $P_0=28.7$ kW, $T_{FWHM}=10$ fs, $\gamma=95$ km⁻¹·W⁻¹, $\beta_2=0.79$ ps²/km, $\beta_3=9.49 \times 10^{-2}$ ps³/km 그리고 $\beta_4=-2.78 \times 10^{-6}$ ps⁴/km.

2.2. 실험장치 및 결과

그림 4는 실험장치에 대한 개념도이다. 초 연속스펙트럼 발생에 Ti:sapphire 펄스 레이저를 사용하였으며, Ti:sapphire는 Nd:YVO₄에서 발생한 532 nm 연속 레이저로 여기 된다. Ti:sapphire의 이득율은 약 780 nm에서 최대가 되지만, 공진기의 조건에 따라 중심파장의 변화가 가능하며 시간 반치폭도 수백 fs에서 수 fs까지 얻을 수 있다. 펄스의 반복율은 88 MHz, 평균 출력세기는 400 mW(펄스당 에너지는 4.54 nJ)이

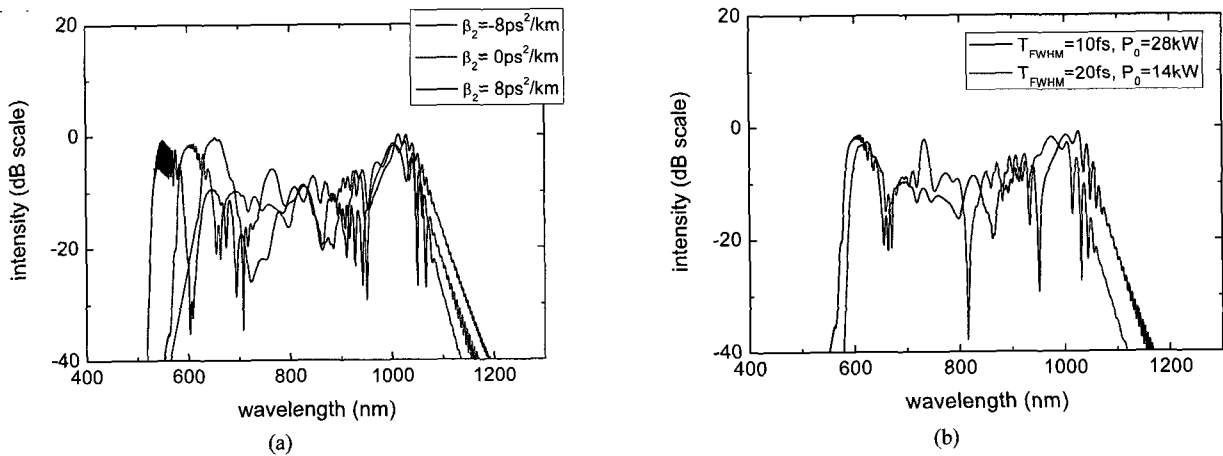


그림 3. 다양한 변수에 대한 초연속스펙트럼 생성의 전산 모사 결과. (a) β_2 의 값이 각각 -8, 0, 8 ps²/m(검은색, 파란색, 붉은색)이고 $\beta_3=0.09$ ps³/km, $\beta_4=-1.15 \times 10^{-4}$ ps⁴/km, $\beta_5=-1.00 \times 10^{-7}$ ps⁵/km 그리고, $P_0=28.7$ kW, $T_{FWHM}=10$ fs이다. (b) 입력 펄스의 특성이 각각 $P_0=28.7$ kW, $T_{FWHM}=10$ fs, $P_0=28.7$ kW, $T_{FWHM}=10$ fs(검은색, 파란색)이고, 분산은 $\beta_2=0.00$ ps²/m, $\beta_3=0.09$ ps³/km, $\beta_4=-1.15 \times 10^{-4}$ ps⁴/km, $\beta_5=-1.00 \times 10^{-7}$ ps⁵/km로 동일하다.

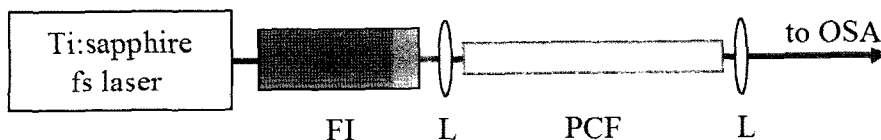


그림 4. 실험장치의 개념도.

다. 펨토초 펄스는 광결정 광섬유에 직접 입사될 경우, 광결정 광섬유 입사단면에 의한 되먹임(back reflection) 영향으로 인해 펄스 모드 잠김(pulse mode locking)이 불안정해질 수 있다. 이러한 되먹임을 없애기 위해 Faraday isolator를 사용하여, Ti:sapphire의 공진기에 되돌아오는 되먹임 현상을 차단해 안정한 펄스가 방출되도록 했다. 이 때 Faraday isolator는 분산이 크기 때문에, 펄스는 약 200 fs 시간 폭까지 늘어나게 된다. 그림 5는 공진기에서 바로 나오는 펄스(~10 fs)와 Faraday isolator를 통과한 후의 펄스(~200 fs)에 대한 자체 간섭계의 간섭 신호를 보여준다. Faraday isolator를 통과한 후의 시간적으로 넓어진 펄스는 프리즘 쌍을 이용하여 압축시킬 수 있으나 이를 이용해 얻은 스펙트럼은 요철이 심하여 우리가 원하는 평탄한 초 연속스펙트럼의 생성에는 적절치 않다. 펨토초 펄스를 광결정 광섬유의 작은 코어에 집속

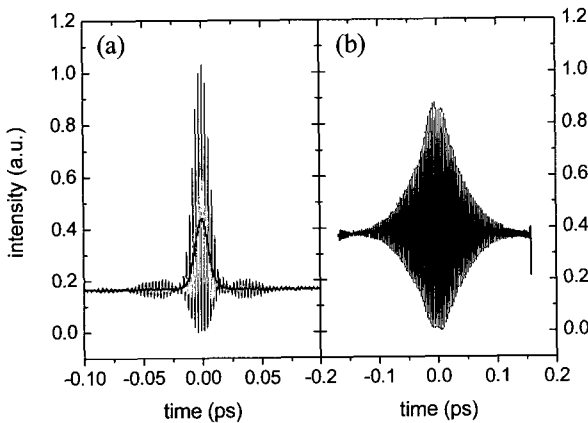


그림 5. (a) 공진기에서 나온 펄스 (b) Faraday isolator를 지나고 난 후의 펄스에 대한 자체상관간섭계의 간섭신호(검은 실선)과 세기(붉은 실선).

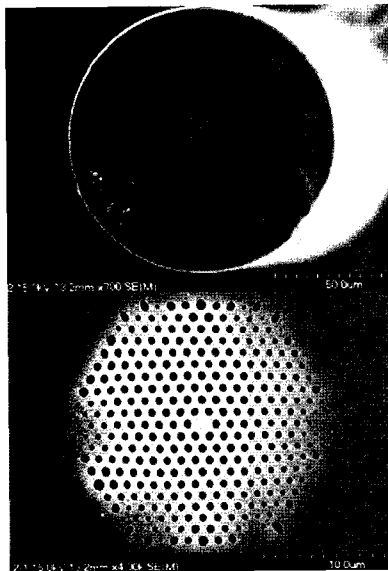


그림 6. (a) 실험에 사용된 광결정 광섬유의 단면과 (b) 코어와 클래딩 부분의 전자현미경사진.

하기 위해 초점거리 4.5 mm, 40 배율의 볼록렌즈를 사용하였으며, 광결정 광섬유의 끝에서 나오는 초 연속스펙트럼을 모아주기 위해 초점거리 2.8 mm, 60 배율의 볼록렌즈를 사용하였다. 펄스의 출력세기는 광결정 광섬유를 지나기 전과 지난 후에 파워미터(New Port, 1930C)를 사용해 측정하였다. 스펙트럼은 최대 측정 가능 범위가 350 nm에서 1750 nm인 Optical Spectrum Analysis (OSA, ANDO, AQ-6315A)를 사용해 측정하였다.

실험에서 사용한 광결정 광섬유는 Crystal Fibre에서 제작된 비선형성이 높은 광결정 광섬유($\gamma = 114 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ @ 780 nm, 영 분산 파장 = 770 nm)를 사용하였다. 이는 입력 펄스의 중심파장이 광결정 광섬유의 영 분산 파장 근처의 비정상 분산 영역에 위치하고, 또한 적절히 넓은 시간 폭의 입력 펄스를 사용하면 평탄하고 넓은 스펙트럼을 얻을 수 있다는 앞의 전산 모사 결과에 따른 것이다. 일반적으로 광결정 광섬유의 영 분산 파장보다 짧은 파장영역의 분산이 비정상 분산이고, 또한 실험에 사용한 펄스의 중심파장이 800 nm 근처이므로 사용한 광결정 광섬유의 영 분산 파장은 800 nm 보다 짧아야 한다. 그림 6은 사용한 광결정 광섬유 단면의 전자현미경 사진이다. 그림 6(a)는 광결정 광섬유의 전체의 전자현미경 사진이고 그림 6(b)는 코어와 클래딩부분을 확대해 본 것이다. 광결정 광섬유는 모두 실리카로 만들어졌으며, 광결정 광섬유의 코어의 지름이 약 1.8 μm 이다. 사진에서 보듯이, 삼각격자로 나열된 공기구멍들이 클래딩을 형성하고 코어는 중심 부분에 있다. 공기구멍들이 코어에 비해 유효 굴절률이 낮은 클래딩을 형성하여, 펄스는 일반적인 광섬유와 같이 내부전반사 방식으로 전송된다.

그림 7은 중심파장 800 nm에 시간 폭 200 fs의 입력 펄스가 2 m의 광결정 광섬유를 도파한 후 나온 출력 펄스의 스펙트럼이다. 생성된 초 연속스펙트럼의 영역은 620 nm에서 950 nm 정도이며, 파장이 650 nm에서 900 nm까지 약 250 nm의 영역에서 $\pm 4 \text{ dB}$ 이하의 평탄도를 가진다. 평균 출력 세기는 약 20 mW 정도였다. 입력 펄스의 세기에 비해 상당

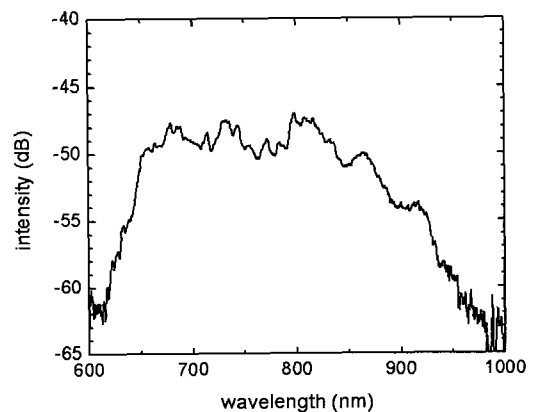


그림 7. 중심파장 800 nm, 200 fs 펄스가 길이 2 m의 광결정 광섬유(영 분산 파장 = 770 nm)를 도파한 후 나온 출력 펄스의 스펙트럼.

히 낮은 출력 세기를 얻었으며, 이는 입력 펄스가 광결정 광섬유에 커플링될 때 입력 펄스의 상당 부분이 반사되는 것과, 또한 초 연속스펙트럼 발생 과정에서 많은 양의 에너지가 광결정 광섬유의 클래딩을 통해 손실되는 것을 예상해 볼 수 있으나 이를 확인하기 위해서는 연구가 더 필요하다. 실험 결과, 전산모사에 의해 예측된 것처럼 넓은 파장영역에서 다소 평탄한 초 연속스펙트럼이 얻어졌다. 실험적으로 얻어진 250 nm 대역에서 ± 4 dB 이하의 평탄도를 유지하는 초 연속스펙트럼은 고 해상도 광학단층촬영이나 반도체의 광학적 특성연구, 절대위상측정이나 주파수정밀측정 등에 필요한 초 광대역 광원으로 활용될 수 있을 것이다.

III. 결 론

펄초 펄스를 광결정 광섬유에 입사시켜 생성되는 초 연속스펙트럼 특성에 대해 전산모사와 실험을 통해 연구하였다. 초 연속스펙트럼생성에는 솔리톤과 그와 관련된 공명 분산파가 중요한 역할을 한다. 전산모사를 통해 입력 펄스의 중심파장이 광결정 광섬유의 영 분산 파장과 떨어진 비정상 분산 영역에 위치하고 펄스의 시간 폭이 좁을수록 매우 넓은 스펙트럼을 얻을 수 있는 반면, 스펙트럼은 평탄하지 않았다. 입력 펄스의 중심 파장이 광결정 광섬유의 영 분산 파장 근처의 비정상 분산 영역에 위치하고 적절히 넓은 시간 폭의 입력 펄스를 사용하면 평탄하고 적절히 넓은 스펙트럼을 얻을 수 있음을 알았다. 이 결과를 바탕으로, 중심파장이 800 nm이고 시간폭이 200 fs인 펄스를 2 m의 광결정 광섬유(영 분산 파장 = 770 nm)에 도파시켜 250 nm(650 nm ~ 900 nm) 파장영역에서 ± 4 dB 이하의 평탄도를 유지하고 평균출력이 약 20 mW인 초 광대역 광원을 구현하였다.

감사의 말

이 논문은 산업자원부에서 지원하는 극초단 광양자빔 이용 기술개발사업비의 지원으로 이루어진 것입니다.

참고문헌

[1] Jonathan C. Knight, "Photonic crystal fibres," *Nature*, vol. 424, pp. 847-851, 2003.
 [2] Jinendra K. Ranka, Robert S. Windeler, and Andrew J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 25-27, 2000.
 [3] Hideaki Kano and Hiro-o Hamaguchi, "Vibrationally resonant imaging of a single living cell by supercontinuum-based multiplex coherent anti-Stokes Raman scattering microspectroscopy," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 1322-1327, 2005.

[4] Aaron D. Aguirre, Norihiko Nishizawa, James G. Fujimoto, Wolfgang Seitz, Max Lederer, and Daniel Kopf, "Continuum generation in a novel photonic crystal fiber for ultrahigh resolution optical coherence tomography at 800 nm and 1300 nm," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 1145-1160, 2006.
 [5] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, pp. 233-237, 2002.
 [6] Seong Tae Park, Eok Bong Kim, Jin Yong Yeom, and Tai Hyun Yoon, "Optical frequency synthesizer with femtosecond mode-locked laser with zero carrier-offset frequency," *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 42, pp. 622-626, 2003.
 [7] Tai Hyun Yoon, Seong Tae Park, Eok Bong Kim, and Jin Yong Yeom, "Orthogonal control of femtosecond mode-locked laser having zero carrier-offset frequency with three-axis PZT," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron*, vol. 9, pp. 1025-1029, 2003.
 [8] Yong Soo Lee, Jae Hee Sung, Chang Hee Nam, Tae Jun Yu, and Kyung-Han Hong, "Novel method for carrier-envelope-phase stabilization of femtosecond laser pulses," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 2969-2976, 2005.
 [9] Tayyab Imran, Yong Soo Lee, Chang Hee Nam, Kyung-Han Hong, Tae Jun Yu, and Jae Hee Sung, "Stabilization and control of the carrier-envelope phase of high-power femtosecond laser pulses using the direct locking technique," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 104-112, 2007.
 [10] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birk, F. Biancalana, and P. St. J. Russell, "Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibers," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 299-309, 2004.
 [11] G. Genty, M. Lehntonon, and H. Ludvigsen, "Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30fs pulses," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 4614-4614, 2004.
 [12] A. V. Husakou and J. Herrmann, "Supercontinuum generation of higher-order by fission in photonic crystal fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, pp. 203901, 2001.
 [13] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and G. Korn, "Experimental Evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, pp. 173901, 2002.
 [14] Guoqing Chang, Theodore B. Norris, Herbert, and G. Winful, "Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compressions," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 546-548, 2003.
 [15] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, (Academic Press, San Diego, NY, 1995), pp. 50-53.

Supercontinuum Generation with Femtosecond Pulses and Photonic Crystal Fibers

Hyoung-Gye Choi, Soan Kim, and Chul-Sik Kee[†]

*Nanophotonics Laboratory, Advanced Photonics Research Institute, and School of Photon Science and Technology GIST,
Gwangju 500-712, Korea*

[†]*E-mail: cskee@gist.ac.kr*

Jae Hee Sung, Tae-Jun Yu, Do-Kyeong Ko, and Jongmin Lee

Femto-Science Laboratory, Advanced Photonics Research Institute, GIST, Gwangju 500-712, Korea

(Received August 13, 2007, Revised manuscript October 20, 2007)

The characteristics of the supercontinuum generated in photonic crystal fibers were investigated by using the generalized nonlinear Schrödinger equation and the split-step Fourier method. Based on the simulated results, we generated the supercontinuum spectrum with the flatness of ± 4 dB in the wavelength range of 650 to 900 nm by employing a 200-fs pulse of Ti:sapphire laser and a commercial photonic crystal fiber.

OCIS code : 190.4370, 060.5530, 110.4500.