

10 GHz로 고조모드록킹된 고리형 어븀첨가 광섬유 레이저의 이론적 해석 및 향상된 공진기 설계

이유승[†] · 전영민 · 김동환 · 장지웅 · 조운조 · 이 석

한국과학기술연구원 광기술연구센터
(136-791) 서울시 성북구 하월곡동 39-1번지

조규만

서강대학교 물리학과
(121-742) 서울시 마포구 신수동 1번지

(2000년 7월 15일 받음, 2000년 10월 4일 수정본 받음)

마하젠더 광세기 변조기를 이용해 10 GHz의 능동적 고조모드록킹된 어븀첨가 광섬유 레이저의 출력특성을 측정하여, 이를 모델로 레이저 공진기를 이론적으로 해석하였다. 능동형으로 모드록킹된 레이저에서의 비선형 슈뢰딩거 방정식을 통해 공진기에서 나타나는 비선형 효과인 자기위상변조(Self Phase Modulation)와 군속도 분산(Group Velocity Dispersion)을 고려하여 레이저의 각각의 구성부품들이 레이저 펄스에 미치는 영향을 계산하여 이론적으로 해석하였다. 또한 그 해석을 바탕으로 chirp 파라미터를 줄이면서 펄스폭을 최소화하는 방향으로 펄스의 세기와 필터의 대역폭을 변화시켜가면서 기존의 것에 비해 chirp 파라미터는 2배, 펄스폭은 4배 줄일 수 있는 조건을 찾아 향상된 특성의 레이저 공진기를 설계하였다.

OCIS codes : 140.4050, 140.3510.

I. 서 론

최근 정보통신산업의 급격한 발달로 대용량의 멀티미디어 정보를 초고속으로 전달해야 할 필요성으로 인해 수십 Gbps급 이상의 광전송시스템의 개발 절실히 요구되고 있다. 특히 광통신 시스템이나 광계측 장비들과 결합이 용이하다는 잇점 때문에, 모드록킹된 광섬유 레이저는 이러한 시스템의 광원으로 중요하며, 펄스폭과 반복률 그리고 안정성 등의 특성을 높이는 연구가 많이 진행되고 있다.^[1-3]

레이저를 모드록킹시키는 방법은 크게 두가지, 즉, 수동형 방식과 능동형 방식으로 나눌 수 있다. 수동형으로 모드록킹시키는 방식은 공진기 내부에 saturable absorber를 이용해 간단하게 극초단 펄스를 만들 수 있지만, 노이즈가 많고 timing jitter가 크며, 공진기길이에 따라 반복률이 결정되기 때문에 고반복률을 가지는 펄스를 만들기 어려워 초고속 광통신시스템에는 부적합하다. 반면에 능동형으로 모드록킹시키는 방식은 공진기 내부에 광세기 변조기를 설치하여 광의 위상과 크기를 변조시킨다. 펄스열이 변조주파수와 정확하게 동기화됨으로써 timing jitter가 적은 펄스 열을 얻을 수 있으며 기본공진기주파수의 N배의 변조주파수를 가지는 고조모드록킹방법을 이용하면 공진기에의해 결정되는 기본공진기주파수보다 훨씬 높은, 수십 GHz의 고반복률의 펄스를 얻을 수 있다. 능동형 모드록킹 방식은 수동형에 비해 안정되고 고반복률을 가진 펄스를

얻을 수 있으나 펄스폭은 상대적으로 길다. 따라서 능동형 방식에 있어서 펄스폭을 줄이는 것이 중요하며 이를 위해서는 광섬유 내에서의 비선형 효과인 자기위상변조(Self Phase Modulation: SPM)와 군속도 분산(Group Velocity Dispersion: GVD)을 분석하여 두 효과가 합해져서 펄스폭이 감소하여 최소가 되는 조건을 찾아 레이저를 설계해야 한다.

모드록킹된 레이저에 대한 이론적인 해석은 Siegman에 의한 것이 널리 이용되어 왔지만 SPM과 GVD에 대한 것은 포함되지 않았다.^[4] 그 후 수동형 방식에 대한 것은 Martinez에 의해 SPM과 GVD에 대한 것을 포함해 이론적으로 해석되기 시작했다.^[5,6] 최근들어 Haus에 의해 좀 더 일반화된 방정식의 해로 SPM과 GVD효과와 함께 펄스폭, chirp 파라미터, 레이저의 안정성 등이 다루어졌다.^[7-9] 반면에 능동형 방식에 있어서는 Haus와 Kartner에 의해 SPM과 GVD를 포함해서 해석되었으나, 안정성에 대한 부분 외에는 일반화된 방정식의 해가 구해지지는 못했다.^[1,2] 최근 Sotobayashi에 의해 거리에 대한 미분항이 없는 간단화된 비선형 슈뢰딩거방정식으로 명확한 해가 구해졌다.^[2]

본 연구에서는 10 GHz의 고반복률로 고조모드록킹되도록 제작된 어븀첨가 광섬유 레이저를 모델로하여, 각각의 구성요소들의 변수를 통해 비선형 슈뢰딩거방정식을 해석적으로 계산하였다. 여기서 사용된 이론적 해석은 Sotobayashi에 의한 방법으로 한 것이다. 또한 그 해석을 바탕으로 현재 제작된 레이저의 특성을 향상시키도록 변수를 최적화하여 새로운 공진기를 설계하였다.

[†]E-mail: yooseung@hanmail.net

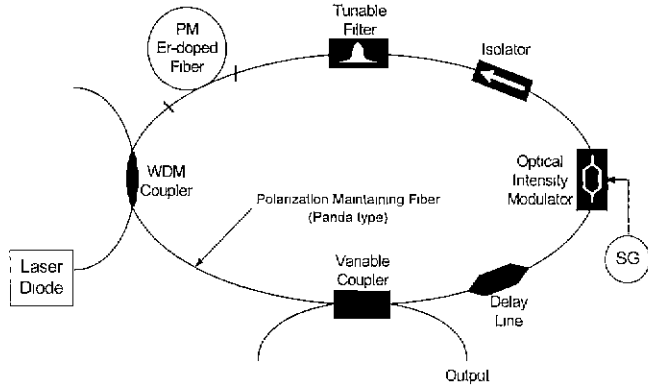


그림 1. 10 GHz로 고조모드록킹된 고리형 광섬유 초단펄스 레이저의 구성도(SG: Signal Generator, WDM: Wavelength Division Multiplexing).

II. 능동형으로 모드록킹된 레이저에서의 비선형 슈뢰딩거방정식

먼저 능동형으로 모드록킹된 고리형 레이저를 그림 1과 같이 구성하였을 때 공진기에서 손실. 이득, GVD, SPM, sinusoidal intensity modulation, bandpass filter에 대한 조건을 고려해 볼 수 있다. 그에 대한 일반적인 비선형 슈뢰딩거방정식은 다음과 같이 알려져 있다.^[1,2,10]

$$\left[-iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |a|^2\right]a + (g-l)a + \left[\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{M}{2} \Omega_m^2 t_0^2\right]a - i\phi a = 0 \quad (1)$$

이 방정식은 빛이 공진기를 한번 돌 때마다의 상황을 계산한 것이며 그 중간의 변화는 고려하지 않았다. 따라서 a는 광펄스 열의 시간함수 a(t)로 거리에 대한 변수는 생략되었다. 여기서 D (=β₂L/2 [sec²])는 공진기 전체 분산, β₂는 2차 분산, L은 공진기 길이, g와 l은 공진기를 한번 회전할 때 질의 이득과 손실, δ(=n₂ω₀L/cA_{eff} [W⁻¹])는 SPM 계수, n₂는 비선형 굴절률, ω₀는 레이저광의 각주파수, c는 빛의 속도, A_{eff}는 유효 코어 단면적, Ω는 필터의 대역폭, M은 변조 깊이, Ω_m은 변조 각주파수, φ는 phase shift이다.

또한 이 방정식의 해는 Martinez에 의해 chirped sech pulse로 다음과 같이 일반화 되어 있다.^[2,3]

$$a(t) = a_0 \left[\text{sech} \left(\frac{t}{t_0} \right) \right]^{1+iX} \quad (2)$$

여기서 X는 chirp 파라미터이다. 이 일반해를 이용해서 우리가 구하고자 하는 공진기내에서 펄스의 세기에 따른 SPM와 GVD에 의한 chirp 파라미터와 펄스폭의 관계를 해석할 수 있다.

펄스폭이 변조주기 보다 훨씬 짧다는 가정하에 다음과 같은 근사식을 이용할 수 있다.

$$t^2 - t_0^2 - t_0^2 \text{sech}^2 \left(\frac{t}{t_0} \right) \quad (3)$$

여기서 a(t)' = a₀ [sech(t/t₀)]^{1+X} 라고 하면 식 (2)는 a(t) = sech

(t/t₀) a(t)' 로 대치시킬 수 있다.

식 (2), (3)을 식 (1)에 대입한 후 sech에 대한 부분과 sech³에 대한 부분으로 묶으면 그 각각의 방정식은 다음과 같이 계산된다.

$$a(t)' \text{sech}^3 \left(\frac{t}{t_0} \right) \left[\left(iD - \frac{1}{\Omega^2} \right) (-X^2 + 2 + 3Xi) \frac{1}{t_0^2} + i\delta a_0^2 + \frac{M\Omega_m^2 t_0^2}{2} \right] + a(t)' \text{sech} \left(\frac{t}{t_0} \right) \left[\left(-iD + \frac{1}{\Omega^2} \right) (-X^2 + 1 + 2Xi) \frac{1}{t_0^2} - \frac{M\Omega_m^2 t_0^2}{2} + g(-l - i\phi) \right] = 0 \quad (4)$$

$$\left(iD - \frac{1}{\Omega^2} \right) (-X^2 + 2 + 3Xi) \frac{1}{t_0^2} + i\delta a_0^2 + \frac{M\Omega_m^2 t_0^2}{2} = 0 \quad (5)$$

$$\left(-iD - \frac{1}{\Omega^2} \right) (-X^2 + 1 + 2Xi) \frac{1}{t_0^2} - \frac{M\Omega_m^2 t_0^2}{2} + g - l - i\phi = 0 \quad (6)$$

식 (5)를 이용하여 펄스폭과 chirp 파라미터가 SPM와 GVD 등 각각의 변수에 대해 어떻게 변하는지 구할 수 있다. 먼저 허수부와 실수부로 나누어 두 식을 구할 수 있다.

$$i \left[\frac{D(2-X^2)}{t_0^2} - \frac{3X}{\Omega^2 t_0^2} + \delta a_0^2 \right] + \left[\frac{(X^2-2)}{\Omega^2 t_0^2} - \frac{3XD}{t_0^2} + \frac{M\Omega_m^2 t_0^2}{2} \right] = 0 \quad (7)$$

식 (7)은 허수부와 실수부에 대한 항등식이므로 허수부는 식 (8), 실수부는 식 (9)와 같이 된다.

$$(X^2 - 2) \frac{D}{t_0^2} + 3X \left(\frac{1}{\Omega^2 t_0^2} \right) - \delta a_0^2 = 0 \quad (8)$$

$$(X^2 - 2) \frac{1}{\Omega^2 t_0^2} - 3X \frac{D}{t_0^2} + \frac{M\Omega_m^2 t_0^2}{2} = 0 \quad (9)$$

식 (8)로부터 펄스폭 t_{FWHM}(=1.763t₀)를 구할 수 있다.

$$t_{FWHM} = \frac{1}{1.763} \sqrt{\frac{-2D + 3X \frac{1}{\Omega^2} + DX^2}{\delta a_0^2}} \quad (10)$$

또한 식 (8), (9)에서 t₀²을 제거함으로써 chirp 파라미터 X에 대한 식을 구할 수 있다.

$$\frac{X^2 - 2}{3X} = \frac{2\delta a_0^2 D \Omega^2 - M\Omega_m^2 t_0^2}{D \Omega^2 M \Omega_m^2 t_0^2 + 2\delta a_0^2} \quad (11)$$

또한 η를 다음과 같이 정의하면

$$\eta = \frac{X^2 - 2}{3X} \quad (12)$$

$$X = \frac{3}{2}\eta \pm \sqrt{\left(\frac{3}{2}\eta\right)^2 + 2} \quad (13)$$

식 (6)도 마찬가지로 계산하여 식 (10)을 이용하면 공진기의 손실과 이득의 차이($g-l$)에 대한 값과 phase shift를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$i \left[\frac{D(X^2 - 1)}{t_0^2} + \frac{2X}{\Omega^2 t_0^2} - \phi \right] + \left[\frac{(1 - X^2)}{\Omega^2 t_0^2} + \frac{2XD}{t_0^2} - \frac{M\Omega_m^2 t_0^2}{2} + g - l \right] = 0 \quad (14)$$

$$\phi = \frac{2\delta a_0^2(D\Omega^2 X^2 + 2X - D\Omega^2)}{D\Omega^2 X^2 + 3X - 2D\Omega^2} \quad (15)$$

$$l - g = \frac{\delta a_0^2(1 - X^2 + 2D\Omega^2 X)}{D\Omega^2 X^2 + 3X - 2D\Omega^2} - \frac{M\Omega_m^2}{2} \frac{D\Omega^2 X^2 + 3X - 2D\Omega^2}{\delta a_0^2 \Omega^2} \quad (16)$$

여기서 $l-g$ 는 레이저의 안정성을 나타내는 지수로 사용될 수 있다.

이상과 같이 능동형 모드록킹된 레이저의 비선형 슈뢰딩거 방정식의 해를 구함으로 각각의 변수에 대한 펄스폭의 변화와 chirp 파라미터를 구할 수 있다. 특히 SPM과 GVD에 대한 부분이 포함되어 있기 때문에 이 두가지를 적절히 조절함으로 Soliton 펄스 레이저를 설계할 수 있다. 그런데 앞서서도 언급되었지만 여기에 사용된 방정식은 공진기를 왕복한 후 원위치로 돌아왔을 때로 가정했기 때문에 거리에 대한 식이 빠졌다. 반면에 수동형의 경우는 현재 거리에 대한 부분까지 모두 고려한 방정식을 이용해 공진기 각각의 구성요소를 따라가며 각각의 지점에서의 펄스폭과 chirp 파라미터 등을 알아내었다. 능동형 방식의 경우도 그렇게 계산되어진다면 공진기 각각의 구성요소의 위치가 변함에 따라 각 지점에서의 펄스의 폭과 chirp 파라미터를 알 수 있기 때문에 가장 효율적인 레이저를 설계할 수 있다.

III. 모드록킹된 광섬유 레이저의 구조와 발진 특성

본 실험실에서 제작한 모드록킹된 레이저의 구조와 발진 특성은 이미 논문에 발표된 바와 같다.^{[1], [2]} 편광변화에 따른 출력의 변화를 없애기 위해 공진기를 구성하는 모든 부분을 편광유지 광섬유와 편광유지광섬유가 결합되어 있는 광소자들로 제작되었다. 이득매질로는 길이 10 m의 어븀첨가 광섬유를 사용하였으며, 또한, 모드록커로는 리튬나이오베이트 광세기 변조기, 한 방향 발진 및 한 개의 편광만 발진하도록 하기 위하여 편광의존 광고립기를 사용하였다. 그리고 중심 파장을 1530 nm에서 1560 nm 사이에서 변화시킬 수 있는 투과 대역폭 2.4 nm의 가변필터를 사용하여 레이저의 발진파장을 조절할 수 있도록 제작되었다. 공진기의 이득과 손실을 고려해 9:1 광섬유 결합기를 사용하여 레이저 출력을 얻었다. 여기광원으로는 파장 980 nm의 레이저다이오드를 사용하였으며, 편광유지 광섬유로 제작된 980/1550 nm WDM 결합기를 통하여 이득매질로 사용되는 어븀첨가 광섬유에 여기광을 입사시켰다.

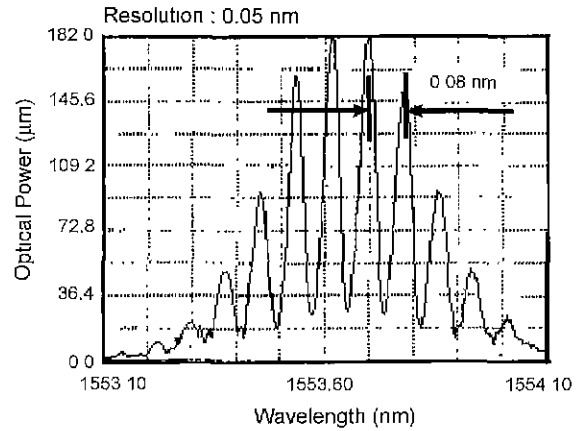
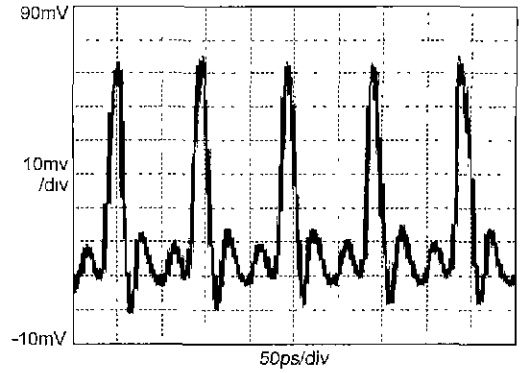


그림 2. 광섬유 레이저에서 출력되는 10.0 GHz 반복률과 8 ps 펄스폭의 (a) 광펄스 열과, (b) 광스펙트럼.

레이저의 기본 모드록킹 주파수는 8.954 MHz로 그에 따른 공진기의 전체 길이는 23 m이다.

10 GHz의 반복률을 가진 펄스를 얻기 위하여, 신호발생기(Wiltron, 68037B)를 사용하여 기본 모드록킹 주파수의 1117 번째 조화주파수인 10.00 GHz의 주파수, 7 Vpeak-peak의 전압을 갖는 rf 신호를 광변조기에 인가하였다. 출력되는 광 펄스들을 대역폭이 45 GHz인 광 검출기(New Focus Inc., 1014)와 50 GHz인 오실로스코프(Tektronix, CSA803A)를 사용하여 측정된 결과는 그림 2와 같다. 펄스들 사이의 간격은 100 psec로 10 GHz 반복률을 가지고 있으며, 첨두출력은 30 mW, 펄스폭은 8 ps, 선폭은 0.42 nm였다.

IV. 비선형 특성의 이론적 해석

제작된 레이저의 부품 및 출력 특성과 능동형으로 모드록킹된 레이저에서의 비선형 슈뢰딩거방정식을 통해 공진기내에서 펄스의 특성을 여러 가지로 해석할 수 있다. 본 연구에서는 제작된 레이저를 비선형 슈뢰딩거방정식을 통해 분석하고, 공진기를 구성하고 있는 각각의 요소들에 대한 값들이 바뀔 때 어떤 특성을 나타내는지 알아보았다.

여기서 사용된 변수들은 다음과 같다. 필터의 대역폭은 2.4 nm로 Ω 는 1.88 THz, 광세기 변조기는 10 GHz로 변조각주파수 Ω_m 는 $2\pi \times 10$ GHz, 변조길이 M은 0.5. 첨두출력은 30

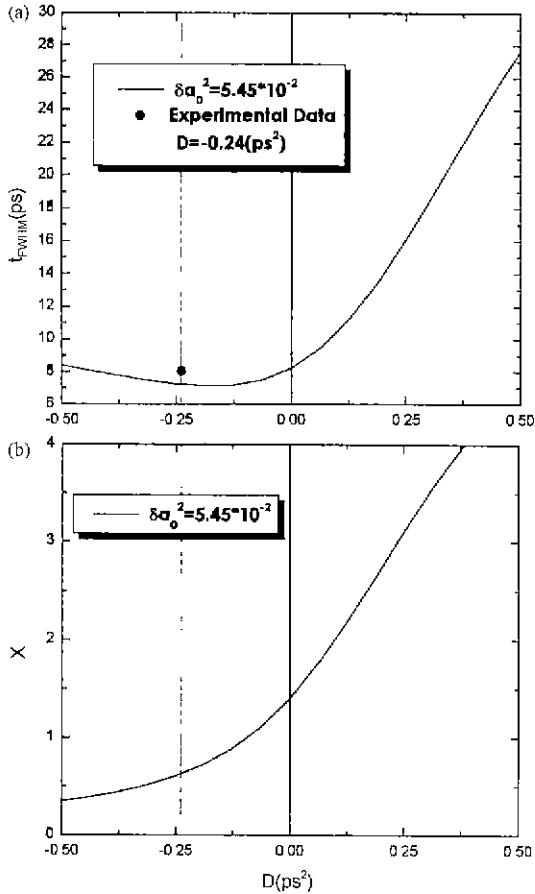


그림 3. 실험에 사용된 레이저에서의 (a) D 의 변화에 따른 펄스폭 t_{FWHM} 의 변화, 그리고 (b) D 에 따른 chirp 파라미터 X 의 변화.

mW, 레이저 공진기의 분산값은 $16.5 \text{ ps/nm} \cdot \text{km}$ 로 측정되어 β_2 는 $-21.03 \text{ ps}^2/\text{km}$ 로 anomalous 분산영역($\beta_2 < 0$)에 있다.^[12] 또한 $D = \beta_2 L/2$ [sec^2]로부터 $D = -0.24 \text{ ps}^2$ 임을 알 수 있다. 밖으로 빠져나온 펄스의 첨두출력 30 mW는 공진기의 10%만 빠져 나온 것이고, 광섬유로 집합된 부분과 광 connector 연결부분에서 5 dB정도의 손실을 고려할 때 실제 공진기 내에서 펄스의 $\delta\alpha_0^2$ 는 5.45×10^{-2} 으로 계산된다.

먼저 식 (10), (11), (12)를 이용해 제작된 레이저의 D 에 따른 펄스폭과 chirp 파라미터를 각각 그림 3의 (a)와 (b)에 나타내었다. 그림 3의 (a)는 공진기의 전체 분산 D 가 -0.5 ps^2 과 0.5 ps^2 사이일 경우의 펄스폭을 나타낸 것이고, 점으로 표시된 부분은 실험 측정치이다. 또한 그림 3의 (b)는 식 (2)의 chirped sech 펄스에서 chirp 파라미터가 D 에 따라 어떻게 변하는지를 나타낸 것이다. 그림 3에서 볼 수 있듯이 D 가 -0.24 ps^2 에서 이론적 펄스 폭은 7.3 ps, 실험값은 8 ps로 약간의 오차가 있고, D 가 -0.24 ps^2 에서 -0.5 ps^2 로 작아질 때 펄스 폭은 거의 변하지 않지만 chirp 파라미터는 상당히 감소함을 알 수 있다.

같은 방법으로 식 (10), (11), (12)로부터 SPM과 필터 대역폭 W 를 변화시켰을 경우의 chirp 파라미터와 펄스폭의 변화에 대해 그림 4와 그림 5에 나타내었다. 일반적으로 D 를 변화시키면, 펄스의 세기가 작을 때, 즉 SPM의 영향이 적을 때

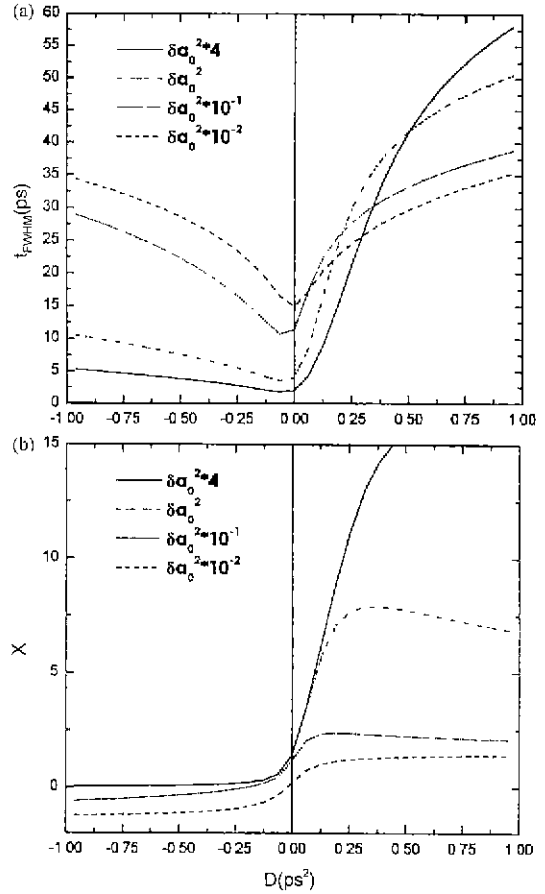


그림 4. SPM값을 변화시켰을 때 ($\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-4}$, $\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-3}$, $\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-2}$, $\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-2} \times 4$), (a) D 에 따른 펄스폭 t_{FWHM} 의 변화, 그리고 (b) D 에 따른 chirp 파라미터 X 의 변화.

는 원점을 중심으로 normal 분산영역($\beta_2 > 0$)이든 anomalous 분산영역($\beta_2 < 0$)이든 상관없이 D 의 절대값이 증가할수록 펄스폭이 증가하지만, SPM의 영향이 커지면 펄스폭의 극소값이 점점 작아지면서 왼쪽으로 약간씩 이동하고 D 의 절대값이 커짐에 따라 anomalous 영역에서는 펄스폭이 조금씩 증가하는 반면 normal영역에서는 펄스폭이 크게 증가한다. chirp 파라미터에 대해서는 일반적으로 SPM의 영향이 적을 때는 원점을 중심으로 대칭적으로 normal영역에서는 chirp 파라미터가 증가하고 anomalous영역에서는 감소한다. 반면에 SPM의 영향이 클 때는 chirp 파라미터에 대한 그래프가 전체적으로 위로 증가함으로 D 의 절대값이 증가함에 따라 normal영역에서는 chirp 파라미터가 증가하지만 anomalous영역에서는 chirp 파라미터가 0이 될 때까지 감소한다. $D = \beta_2 L/2$ [sec^2]에서부터 β_2 와 L 이 D 에 비례하므로 β_2 와 L 이 펄스폭과 chirp 파라미터에 미치는 영향을 알 수 있다.

그림 4에 대해 좀 더 자세히 살펴보면 공진기 내에서 광펄스의 세기로 인한 SPM에 대해 D 와 펄스폭과의 관계를 알아본 것이다. 여기서 필터의 대역폭은 5 nm 로 고정시키고, $\delta\alpha_0^2$ 가 제작된 레이저의 실험치 5.45×10^{-2} 와 같은 경우, 및 0.01배($\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-4}$), 0.1배($\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-3}$), 그리고 4배

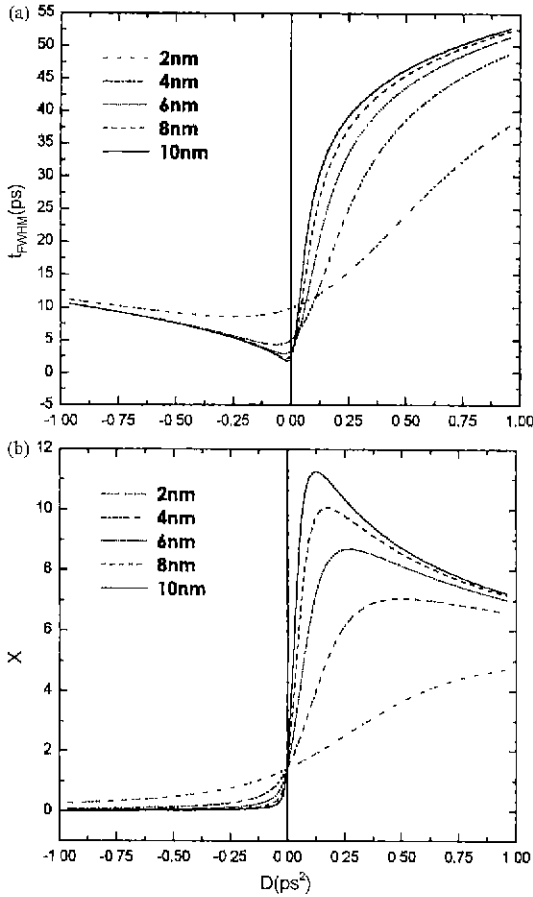


그림 5. 필터 대역폭을 변화시켰을 때(2 nm, 4 nm, 6 nm, 8 nm, 10 nm), (a) D 에 따른 펄스폭 t_{FWHM} 의 변화, 그리고 (b) D 에 따른 chirp 파라미터 X 의 변화.

($\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-2} \times 4$)인 경우에 대해 비교하여 나타낸 것이다. 그림에서 볼 수 있듯이 SPM에 대한 특성이 D 의 부호에 따라 펄스폭의 증가 비율에 있어서 반대의 현상이 일어난다. anomalous 영역에서는 SPM이 증가함에 따라 펄스폭이 감소하는 반면 normal 영역에서는 펄스폭이 증가함을 알 수 있다. 특히 $\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-4}$ 인 경우는 SPM의 영향이 매우 작기 때문에 $D=0$ 에 대해 대칭적인 특성을 보이지만 SPM이 증가함에 따라 대칭성이 깨지면서 펄스폭이 최소가 되는 점이 왼쪽으로 이동하면서 감소하고 있는 것을 알 수 있다.

이러한 것은 다음과 같이 해석할 수 있다. normal 분산영역에서는 leading edge에서 red-shift되고 trailing edge에서는 blue-shift되어 장파장의 빛의 속도가 단파장의 빛의 속도보다 빠르게 된다. 반면에 anomalous 분산영역에서는 반대의 현상이 일어난다. 또한 SPM의 효과는 스펙트럼 영역이 넓어짐으로 인해 새로운 주파수 성분이 생기게 되어 normal 분산영역과 같이 장파장의 빛의 속도가 단파장의 빛의 속도보다 빠르게 된다. 따라서 그림 4의 결과와 같이 SPM의 영향이 클수록 normal 분산영역에서는 그 효과가 서로 증대되어 펄스폭이 더 증가하지만 anomalous 분산영역에서는 서로 상쇄되어 펄스폭이 줄어든 것을 알 수 있다. 이러한 SPM과 GVD를 적절히 조절함으로써 솔리톤 펄스를 만들 수 있다.^[13]

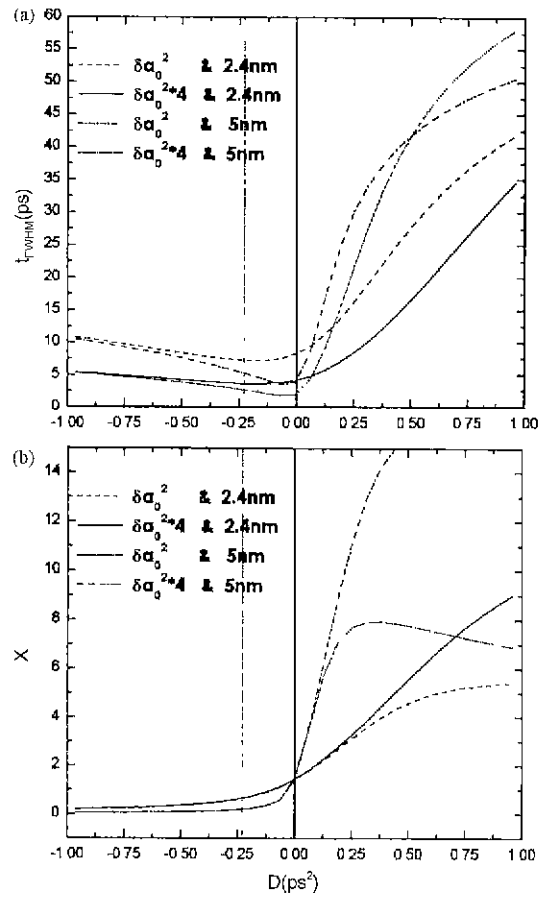


그림 6. 실험에 사용된 레이저의 경우($\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-2}$ 와 필터 대역폭 2.4 nm)와 비선형 효과와 필터 대역폭을 변화시켜서 새로운 공진기를 설계한 경우($\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-2} \times 4$ 와 필터 대역폭 2.4 nm, $\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-2}$ 와 필터 대역폭 5 nm, $\delta\alpha_0^2 = 5.45 \times 10^{-2} \times 4$ 와 필터 대역폭 5 nm)에 대해, (a) D 에 따른 펄스폭 t_{FWHM} 의 변화 (b) D 에 따른 chirp 파라미터 X 의 변화.

반면에 그림 5에서는 $\delta\alpha_0^2$ 는 5.45×10^{-2} 로 두고 필터의 대역폭이 2 nm, 4 nm, 6 nm, 8 nm, 10 nm인 경우에 대해 나타낸 것이다. Ω 가 증가함에 따라서 anomalous 영역에서는 펄스폭과 chirp 파라미터가 모두 작아진다. 또한 펄스폭의 최소값은 필터의 대역폭이 증가함에 따라 $D=0 \text{ ps}^2$ 에 가까워지고 있다. 또한 여기서는 나타내지 않았지만 $\delta\alpha_0^2$ 의 값을 바꾸어가면서 Ω 에 대한 특성들을 나타낸 결과 Ω 가 증가함에 따라 SPM의 영향이 더 강하게 나타남을 알 수 있었다.

V. 향상된 특성의 레이저 공진기 설계

앞에서 분석했던 결과들을 통해 현재 제작된 레이저의 펄스폭을 더 줄일 수 있도록 $\delta\alpha_0^2$ 과 Ω 를 변화시켜서 다시 설계하였다. 우선 본 연구실에서 실험 가능한 한계 내에서 펄스의 세기를 4배 올리고, 필터의 대역폭을 5 nm로 바꾸어 세가지로 설계하였다. 그림 6은 기존 레이저의 특성과 새로 설계된 세가지 레이저의 특성을 함께 나타낸 것이다. 첫 번째 것은 현

제 필터 대역폭인 2.4 nm를 그대로 두고 펄스의 세기만 4배로 올리는 것이다. 그 경우 그림 6에서 볼 수 있듯이 $D = -0.24 \text{ ps}^2$ 을 포함해 $-0.5 \text{ ps}^2 < D < 0 \text{ ps}^2$ 에서 펄스폭 t_{FWHM} 은 $3.63 \text{ ps} < t_{FWHM} < 4.12 \text{ ps}$, chirp 파라미터 X 는 $0.35 < X < 1.41$ 로 현재 레이저 8 ps 보다 두 배 정도 작아짐을 알 수 있고, chirp 파라미터는 1.1 정도로 전과 비슷하거나 작음을 알 수 있다. 또한 두 번째의 것은 현재 펄스의 세기는 그대로 둔 채 필터의 대역폭만 2.4 nm에서 5 nm으로 바꾸는 것이다. 여기서는 $-0.25 \text{ ps}^2 < D < 0 \text{ ps}^2$ 에서 $3.52 \text{ ps} < t_{FWHM} < 5.28 \text{ ps}$, $0.17 < X < 1.41$ 로 첫 번째 것과 비슷하지만 현재 $D = -0.24 \text{ ps}^2$ 주변에서 chirp 파라미터가 반이상 줄어든다. 따라서 첫 번째 것의 경우와 펄스폭은 비슷하지만 chirp 파라미터가 훨씬 적어짐으로 광통신에 있어서 더 유리함을 알 수 있다. 세 번째의 경우는 펄스의 세기도 4배정도 높이고 필터의 대역폭도 5 nm로 두가지 모두 바꾸는 것이다. 이것은 $-0.25 \text{ ps}^2 < D < 0 \text{ ps}^2$ 에서 $1.76 \text{ ps} < t_{FWHM} < 2.58 \text{ ps}$, $0.17 < X < 1.41$ 로 현재 레이저 보다 4배 정도 작아짐을 알 수 있고, chirp 파라미터는 두 번째 것과 비슷하다. 따라서 세 가지가 모두 가능하나 세 번째의 경우가 가장 안정적이면서도 펄스폭이 작음을 알 수 있다

VI. 결 론

광세기 변조기를 이용해 능동적으로 10 GHz로 고조모드록킹되고 8 ps의 펄스폭과 0.42 nm의 선폭을 가진 어블침가 광섬유 레이저의 출력특성을 측정하고 이를 모델로 하여 능동형으로 모드록킹된 레이저의 비선형 슈뢰딩거방정식을 해석적으로 계산하여 다음과 같은 결과를 얻었다. 비선형 효과인 SPM은 펄스의 세기가 커짐에 따라 커지게 되는데, anomalous 분산영역에서 SPM과 GVD의 효과가 서로 상쇄됨으로 인해 펄스폭이 줄어드는 것을 알 수 있었다. 또한 그 효과는 필터의 대역폭이 커짐에 따라 뚜렷하게 나타났다. 그리고 anomalous 분산영역에서 chirp 파라미터는 SPM이 커짐에 따라 커지지만, 필터의 대역폭이 커짐에 따라서는 작아짐을 알 수 있었다. 이러한 해석을 바탕으로 레이저의 필터의 대역폭을 2.4 nm에서 5 nm으로 바꾸고 광펄스의 세기도 4배 증가시킴으로써 펄스

폭과 chirp 파라미터가 각각 1.76~2.58 ps와 0.17~1.41로 계산되었다. 사용된 레이저의 D 값(-0.24 ps^2)을 고려할 때, 새로운 설계에 의하면 기존의 레이저에 비해서 펄스폭은 4배, chirp 파라미터는 2배 감소시킨 것이다. 능동형 모드록킹 레이저에서의 비선형 슈뢰딩거방정식에서 거리에 대한 항을 추가시켜서 계산하면, 공진기 안에서의 각각의 위치에서의 레이저 펄스의 펄스폭과 chirp 파라미터를 계산할 수 있을 것이며, 따라서 최적의 위치에서 레이저펄스를 출력시킴으로써, 같은 레이저 공진기를 이용하여 보다 향상된 특성의 레이저 펄스를 얻을 수 있을 것으로 예상된다.

참고문헌

- [1] H. A. Haus and A. Mecozzi, *Opt. Lett.* **17**, 1500 (1992).
- [2] F. X. Kartner, D. Kopf, and U. Keller, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 486 (1995).
- [3] H. Sotobayashi and K. Kikuchi, *IEICE Trans. Electron.* **E81-C**, 201 (1998).
- [4] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA, 1986), Chapters 27-28.
- [5] O. E. Martinez, R. L. Fork, and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* **9**, 156 (1984).
- [6] O. E. Martinez, R. L. Fork, and J. P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 753 (1985).
- [7] H. A. Haus and Y. Silberberg, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 325 (1986).
- [8] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2068 (1991).
- [9] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-31**, 591 (1995).
- [10] Irl N. Duling III, *Compact Sources of Ultrashort Pulses* (Cambridge University Press, NY, 1995), Chapter 1.
- [11] 김봉규, 김명욱, 전영민, 이정찬, 김상국, 최상삼, *한국광학회지* **9**, 270 (1998).
- [12] B. K. Kim, J. C. Lee, Y. M. Jhon, M. W. Kim, S. K. Kim, and S. S. Choi, *Opt. Lett.* **24**, 391 (1999).
- [13] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, Boston 1995), Chapters 3-5.

Theoretical analysis and improved cavity design of a 10 GHz harmonically mode-locked Er-doped fiber laser

Yoo Seung Lee[†], Young Min Jhon, Dong Hwan Kim, Chi Woong Jang, Woon Jo Cho, and Seok Lee

Photonics Research Center, KIST, Seoul 136-791, KOREA

[†]*E-mail: yooseung@hanmail.net*

Kyu Man Cho

Dept. of Physics, Sogang University, Seoul 121-747, KOREA

(Received July 15, 2000, Revised manuscript received October 4, 2000)

A harmonically mode-locked fiber ring laser cavity was theoretically analyzed. The measured characteristics of a 10 GHz erbium-doped fiber ring laser were used as a basis of the theoretical analysis. From the nonlinear Schroedinger equation of an actively mode-locked erbium-doped fiber laser, the effects of the components inside the laser cavity have been analyzed including nonlinear effects from group-velocity dispersion (GVD) and self-phase modulation (SPM). Using the analysis, we have designed a laser cavity with minimum pulsewidth and chirp by changing the intracavity optical intensity and the bandwidth of the filter. In the new design, the chirp is reduced by 2 times and the pulsewidth by 2-4 times, compared to the laser used in the experiment.

OCIS codes : 140.4050, 140.3510.