



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

2018년 2월
석사학위 논문

비선형 편광 회전을 이용한 모드
잠금된 광섬유 레이저 제작 및 극초단
펄스의 결맞은 빔 결합에 관한 연구

조선대학교 대학원

광기술훈공학과

조영훈

비선형 편광 회전을 이용한 모드
잠금된 광섬유 레이저 제작 및 극초단
펄스의 결맞은 빔 결합에 관한 연구

Fabrication of a mode-locked fiber laser by using
nonlinear polarization rotation and study on the
coherent beam combination of an ultra short pulse

2018년 2월 23일

조선대학교 대학원

광기술평학과

조영훈

비선형 편광 회전을 이용한 모드
잠금된 광섬유 레이저 제작 및 극초단
펄스의 결맞은 빔 결합에 관한 연구

지도교수 김 현 수

이 논문을 공학석사학위신청 논문으로 제출함

2017년 10월

조선대학교 대학원

광 기술 공 학 과

조 영 훈

조영훈의 석사학위논문을 인준함

위원장 조선대학교 교수 주기남 (인)

위원 조선대학교 교수 김현수 (인)

위원 조선대학교 교수 안태정 (인)

2017년 11월

조선대학교 대학원

목 차

ABSTRACT

제1장 서론	1
제1절 연구 배경	1
제2장 기본 이론	3
제1절 광섬유 기반 극초단 레이저 생성 원리	3
1. 이터븀 첨가된 광섬유	3
2. 모드 잠금(Mode-locking)	6
제2절 수동형으로 모드 잠금된 광섬유 레이저 펄스 형성과 전파	3
1. 솔리톤(Soliton) 펄스	9
2. Stretched 펄스	10
3. Self-similar 펄스	11
제3절 완전 정상 분산(ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저 원리	13
1. 본 연구에서 사용한 ANDi 광섬유 레이저 모드 잠금 조건	15
제4절 자기 상관 간섭계를 이용한 펄스 폭 측정	17
1. 2광자 흡수 자기상관 간섭계	17
2. 광 세기 자기 상관계	19
제3장 실험 결과 및 분석	20
제1절 완전 정상 분산(ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저 원리	

이저	20
1. 완전 정산 분산 광섬유 레이저 구성 및 제작	20
2. 레이저 발진기 출력 특성	23
3. 1/4 파장판 회전각(θ)에 따른 레이저 발진기 출력 특성	29
제2절 광섬유 레이저 전치 증폭기	34
1. 광섬유 레이저 전치 증폭기 구성 및 제작	34
2. 광섬유 증폭기 출력 특성	36
제3절 레이저 펄스 압축기 구성 및 펄스 폭 측정	41
1. 회절 격자쌍을 이용한 펄스 압축 장치 원리	41
2. 펄스 폭 측정	45
제4절 본 연구에서 제안한 빔 결합기의 출력 특성	48
1. 제안된 빔 결합기의 출력 특성	48
2. 이중 경로 증폭기에서의 반전 밀도 분포 특성	50
3. 수동형 빔 결합기 구성 및 출력 특성	52
4. 빔 결합 분석을 위한 광 세기 자기 상관 신호 모델	58
5. 빔 결합된 펄스의 펄스 압축	64
6. 빔 결합된 펄스의 빔질 측정	66
제4장 결 론	68
[참고문헌]	70
[감사의 글]	73

그림 목 차

그림 2.1 이터븀 이온의 에너지 준위 구조	5
그림 2.2 게르마늄 실리카 유리에서 이터븀의 흡수와 방출 스펙트럼 ..	5
그림 2.3 서로 다른 위상을 갖는 모드와 신호들의 총합	8
그림 2.4 같은 위상을 갖는 모드와 신호들의 총합	8
그림 2.5 솔리톤 광섬유 레이저에서 펄스 전파	10
그림 2.6 어븀 첨가된 광섬유 레이저의 솔리톤 스펙트럼	10
그림 2.7 공진기 내부의 stretched 펄스 전파	11
그림 2.8 이터븀 광섬유 레이저의 stretched 펄스 스펙트럼	11
그림 2.9 광섬유 레이저에서 발생하는 self-similar 펄스	12
그림 2.10 이터븀 첨가된 광섬유 레이저의 일반적인 self-similar 스펙트 럼	12
그림 2.11 모드 잠금 발생 원리	13
그림 2.12 분산 소자가 없는 광섬유 레이저 구성도	14
그림 2.13 수치해석을 통한 ANDi 광섬유 레이저 펄스전파	15
그림 2.14 비선형 편광 회전(NPR : Nonlinear Polarization Rotation)의 원리	16
그림 2.15 2광자 흡수 기반 자기 상관 측정장치 구조	18
그림 2.16 광 세기 자기 상관계 구조	19
그림 3.1 본 연구에서 사용한 ANDi 광섬유 레이저 구조도	21
그림 3.2 본 연구에서 사용한 ANDi 광섬유 레이저 장치 사진	22
그림 3.3 측정된 레이저 발진기 펄스 열	23
그림 3.4 펌프 광 세기에 따른 레이저 발진기 출력	24
그림 3.5 스펙트로미터로 측정한 스펙트럼	25
그림 3.6 본 연구에서 사용한 광 세기 자기 상관계	26

그림 3.7 광 세기 자기 상관계로 측정한 레이저 발진기의 펄스 폭 28

그림 3.8 레이저 발진기의 1/4 파장판 회전 29

그림 3.9 오실로스코프로 측정한 레이저 발진기 펄스 열 30

그림 3.10 1/4 파장판 회전각(θ)에 따른 레이저 발진기의 출력 특성
..... 31

그림 3.11 θ 변화에 따른 레이저 발진기 스펙트럼 및 펄스 폭 변화 .. 32

그림 3.12 θ 변화에 따른 레이저 발진기 스펙트럼 및 펄스 폭 경향 .. 33

그림 3.13 본 연구에서 사용한 광섬유 증폭기 구조도 35

그림 3.14 본 연구에서 사용한 광섬유 증폭기 장치 사진 35

그림 3.15 광섬유 전치 증폭기 펄스 열 36

그림 3.16 자유 공간 결합 손실 발생 37

그림 3.17 자유 공간 결합 손실 발생 메커니즘 37

그림 3.18 광섬유 증폭기 출력 38

그림 3.19 스펙트로미터로 측정한 스펙트럼 40

그림 3.20 광섬유 전치 증폭기와 레이저 발진기 스펙트럼 40

그림 3.21 회절 격자쌍을 이용한 펄스 압축 원리 41

그림 3.22 회절 격자에 의한 광 경로차 발생 42

그림 3.23 회절 격자쌍 사이 거리 변화에 대한 선형 처프된 펄스 선평
대비 펄스 압축기의 보상길이 상관관계 43

그림 3.24 본 연구에서 사용한 회절 격자쌍을 이용한 펄스 압축 장치
사진 44

그림 3.25 이 광자 흡수 자기 상관계의 신호 47

그림 3.26 회절 격자쌍 사이의 거리 변화에 따른 펄스 폭 변화 47

그림 3.27 본 연구에서 제안한 빔 분할/결합기 구조도 49

그림 3.28 이중 경로 증폭기에서의 반전 밀도 분포 특성 51

그림 3.29 본 연구에서 제안한 수동형 빔 결합기 장치 사진 52

그림 3.30 빔 결합기에서 각 위치에 대한 펄스 열 53

그림 3.31 편광 상태에 따른 외부, 내부 반사율 54
 그림 3.32 이중 증폭 이후 출력 55
 그림 3.33 이중 증폭 이후 단일펄스와 결합된 펄스의 스펙트럼 56
 그림 3.34 이중 증폭 이후 단일펄스와 결합된 펄스의 자기 상관 신호
 57
 그림 3.35 선형 주파수 변화율 차이($2 \cdot \Delta a$) 변화에 따른 광 세기 분포와
 자기 상관 신호 59
 그림 3.36 비선형 주파수 변화율 차이(Δb) 변화에 따른 광 세기 분포와
 자기 상관 신호 60
 그림 3.37 위상 지연 값의 차이($\Delta \phi$)변화에 따른 광 세기 분포와 자기
 상관 신호 61
 그림 3.38 선형 주파수 변화율 차이($\Delta a = 0.0016 \cdot 2\pi$)에 따른 광 세기
 분포와 자기 상관 신호 63
 그림 3.39 빔 결합된 펄스 압축 장치 사진 64
 그림 3.40 펄스 압축 이후 펄스 폭 65
 그림 3.41 측정된 레이저 빔질 67
 그림 3.42 빔 결합된 펄스의 M^2 67

표 목 차

표 3.1 실험에서 사용한 CCD 카메라 사양 64

ABSTRACT

Fabrication of a mode-locked fiber laser by using nonlinear polarization rotation and study on the coherent beam combination of an ultra short pulse

Young Hoon Jo

Advisor : Prof. Hyun Su Kim, Ph.D.

Department of Photonic Engineering

Graduate School of Chosun University

A optical fiber laser with ultrashort pulse width has been used in a industrial field and a fundamental research field. For a fiber laser to have a ultrashort pulse width, a passive mode-locking technique is widely used because it has advantages of low cost fabrication, simple configuration, and short pulse width. One of an attractive passive mode-locking method is to utilize a nonlinear polarization rotation phenomena of a fiber inside a laser cavity. That fiber laser is usually composed of all normal dispersion optical elements, so called all-normal-dispersion (ANDi) fiber laser. The reported ANDi fiber lasers show the performance of a high output pulse energy and a chirped long pulse width. Its output with a chirped long pulse width can be used as a input signal for a chirped pulse amplification (CPA). This CPA technique is well known as a amplification method for an ultrashort pulse to obtain a high energy. However it is still difficult for a ultrashort pulse fiber laser to get a high energy by a CPA method because there is the power limitation by a small fiber core. Hence many laser engineers have suggested a coherent beam combination (CBC) as one method to overcome the power limitation by a small fiber core.

In this thesis, we fabricate a ANDi fiber laser and propose the new type of a

passive CBC system to improve a coherent beam combination efficiency of a ultrashort fiber laser pulses. We fabricate a ANDi fiber laser to use a chirped pulse input signal to our proposed coherent beam combiner. The fabricated ANDi fiber laser has the performance of 5-nJ output energy, 4-ps pulse width, and 27-MHz repetition rate. We also fabricate our proposed CBC system for an ultrashort pulse fiber laser, which is composed of a polarization Michelson interferometer geometry and a double pass fiber amplifier. The CBC system is designed to have the attribute that the temporally divided pulses in a forward propagation direction are coherently re-combined during the backward propagation. To investigate the performance of coherent beam combination of the proposed CBC system, we measure a intensity autocorrelation signal of a single combined pulse beam and compare its result to one of a perfectly combined beam. To get the autocorrelation signal of a perfectly combined beam, we use a single pulse beam which propagate and amplify without a pulse division and combination process inside the beam combiner under the same amplification condition. Comparing with those results shows that there are hardly any differences between a combined pulse and a perfectly combined pulse. So we conclude that the proposed beam combiner has the characteristic of a high efficient beam combination.

제1장 서 론

제1절 연구 배경

최근 개발된 극초단 레이저 시스템은 수 페타와트(PW)의 첨두 출력을 발생할 수 있다. 이런 고출력 레이저는 레이저 웨이크 필드 가속(LWA)의 메커니즘을 이용해 전자를 GeV레벨 까지 가속을 할 수 있는 거대한 전기장을 생성할 수 있어 기존의 전자 가속기를 대체할 수 있다[1]. 파장이 1 μm 인 레이저 빔으로 상대론적 전자 빔을 발생하기 위해서는 레이저 강도가 10^{18} W/cm^2 이상이 되어야 하고 이온의 경우는 10^{22} W/cm^2 이상 되어야 한다[1].

초강력 고출력 레이저 빔을 생성하기 위해 주로 Ti:Sapphire 레이저의 극초단 펄스를 CPA(Chirped Pulse Amplification) 또는 OPCPA(Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) 기술을 사용해 증폭하는 기술을 이용한다. 그러나, 이러한 기술을 이용한 Ti:Sapphire 레이저는 낮은 반복율($\sim\text{Hz}$)로 매우 낮은 평균 출력 (10 W)에서 PW 영역의 첨두 출력을 제공하고 매우 낮은 효율 (<0.1 %)로 동작하기 때문에 실용성 및 응용성이 낮은 단점이 있다[2]. 실용성과 응용성을 높이기 위해서는 평균 출력 크기를 매우 높이는 연구가 필요하다. 그러나 Ti:Sapphire 고체 레이저 기술을 이용해서는 극초단 레이저의 평균 출력을 높이는 데는 한계가 있다.

즉, 고출력 레이저에서 광학계에 저장된 열을 제거하기 위해서는 충분히 큰 표면적을 필요로 하며 효율성을 위해 펌프 레이저 준위와 증폭기 여기준위 사이는 양자 결함이 작아야 되지만 Ti:Sapphire 레이저는 이런 조건들을 만족하기 어렵다. 반면에 최근에 많이 연구되어지는 다이오드 펌핑된 광섬유 증폭기 기반의 레이저가 이러한 고려 사항을 만족하고 있다. 반도체 레이저 다이오드로 펌프되는 광섬유 증폭기는 지난 10 년간 평균 출력과 효율면에서 비약적인 발전을 이루었다. 연속 발진(CW) 경우, 2004 년에 kW급의 광섬유 레이저가 발진하였고 지금은 산업용으로 활용되고 있다. 그리고 효율 면에서도 50-60 %에 도달 할 수 있다[2].

이러한 고출력 광섬유 레이저는 또한 높은 평균 출력이 요구되어지는 많은 산업 환경에서 활용될 수 있다. 그러나 고에너지의 극초단 펄스는 작은 광섬유 코어 구조에서 발생하기 어렵다. 높은 첨두 출력의 펄스는 광섬유 코어의 광학적 손상 또

는 매질 내에서 비선형성을 유발하게 되어 펄스 왜곡과 펄스 폭 확대를 유발하기 때문에 작은 광섬유 코아에서 발생하기 어렵다. Ti:Sapphire와 같은 고체레이저에서는 빔의 크기를 키워 첨두 출력을 감소할 수 있지만 단일 모드 광섬유에서는 광섬유 코아 크기가 제한되어 빔의 크기를 키울 수 없다. 대구경 광섬유 코아를 사용해서 어느정도 에너지를 키울 수 있지만 광섬유의 열 제거 능력과 기하학적 장점을 상실하게 된다. Ti:Sapphire 레이저에서와 같이 CPA 기술을 활용하면 광섬유의 비선형 효과를 완화시킬 수 있어 광섬유 레이저에서 2.2 mJ의 펄스에너지, 3.8 GW 첨두 출력까지도 얻을 수 있다[2].

최근에 광섬유 레이저의 평균 출력을 보다 더 높이고 고 에너지 펄스 출력을 얻기 위해서 많이 관심을 갖는 기술은 결맞은 빔 결합기술이다.

펄스 빔의 결합은 CW 레이저 빔 결합 기술과 기본적으로 같지만 추가적으로 펄스 분산과 고차 비선형 항을 추가적으로 고려해야 한다. 소수의 극초단 레이저 빔의 결맞음 결합연구는 몇몇 실험실에서 성공적으로 이루어졌다. Danialt 등은 2개의 325 fs펄스를 90%의 효율로 결합을 시켰다[3]. Seise 등은 펄스당 에너지 0.5 mJ, 평균 출력이 88 W가 되도록 2개의 빔 결합을 성공하였다[4]. Klenke 등은 3 mJ의 펄스 에너지, 30 W의 평균 출력을 갖는 2개의 빔 결합을 성공시켜 단일 빔 증폭기 구성에서 얻을 수 있는 출력을 증가하였다[5]. 그러나 국내에서는 극초단 레이저의 빔 결합 연구가 전혀 이루지고 있지 않고 있다.

본 연구에서는 극초단 광섬유 레이저를 제작하고 극초단 펄스의 결맞은 빔 결합 연구를 수행하고자 한다. 본 연구에서 빔 결합 연구에 활용하기 위한 극초단 광섬유 레이저를 제작하였다. 제작한 극초단 광섬유 레이저는 비선형 편광 회전현상을 이용하여 모드 잠금이 되도록 하였다. 또한 제작된 광섬유 레이저의 출력을 높이기 위해 광섬유 증폭기를 이용한 증폭 연구도 수행하였다. 또한 빔 결합 연구를 수행하기 위해 새로운 수동형 빔 결합기를 제안하였다. 제안된 빔 결합기는 Michleson 간섭계 구조와 2중 경로 증폭기가 결합되어 있는 구조로 이루어져 있다. 제안된 결맞은 빔 결합기의 성능평가를 위한 다양한 실험을 수행하였고 간단한 모델을 통해 실험결과와 비교분석 하였다.

제2장 이 론

제1절 광섬유 기반 극초단 레이저 생성 원리

1. 이터븀 첨가된 광섬유

광섬유가 개발된 이후 희토류 원소가 첨가된 광섬유를 이용하여 극초단 펄스를 발생시키고 고출력 펄스 레이저로 활용하기 위하여 많은 연구개발을 해왔다. 극초단 펄스 즉, $10^{-12} \sim 10^{-15}$ 초 영역의 매우 짧은 펄스 폭을 갖는 펄스로 발전하려면 이득매질의 넓은 분광 이득 폭을 필요로 한다. 하지만, 광섬유 레이저 개발 초기에는 광섬유에 첨가할 수 있는 이온의 활성이 떨어져 많은 개발은 하지 못했다. 그 이후 넓은 분광 이득 폭을 갖는 희토류 원소가 첨가된 이득 광섬유가 개발[6,7]되었고, 발전 파장이 대략 380 nm에서 3.9 μm 범위에서 다양하게 발전할 수 있는 비선형 결정과 결합한 광섬유 레이저가 개발되었다[8].

1988년, Hanna는 840 nm 대역에서 동작하는 색소 레이저를 이용하여 이터븀(Ytterbium)이 첨가된 광섬유 레이저를 발전시켰다[9]. 광섬유 레이저 개발 초기에는 네오디뮴(Neodymium)과 어븀(Erbium)이 첨가된 광섬유를 더 선호되었고 이터븀이 첨가된 광섬유는 쓰이지 않았다. 네오디뮴이 첨가된 광섬유는 800 nm에서 펌핑되어 1060 nm에서 고효율 방출을 하고, 어븀이 첨가된 광섬유는 510 nm에서 1480 nm까지의 파장범위에서 빛을 흡수하고 1520 nm에서 1600 nm까지의 넓은 범위 방출 파장을 가졌다. Er(Erbium)이 첨가된 광섬유 레이저는 광 효율이 낮고, 네오디뮴이 첨가된 광섬유 같은 경우는 다소 좁은 방출 밴드 폭을 가지고 있어 극초단 펄스를 발생시키는데 한계가 있다. 이터븀이 첨가된 광섬유 레이저에 선행 연구는 1997년에 Paschotta 등에 의해 수행되었다[10].

그림 2.1은 이터븀 이온의 에너지 구조를 나타낸 것이다. 이터븀은 ${}^2F_{7/2}$ 의 기저 준위와 ${}^2F_{5/2}$ 의 여기 준위로 구성되어 있다. 이 두 에너지 준위 군들은 Stark효과에 의해 여러 개의 에너지준위들로 구성되어진다. 그리고 펌프 천이와 레이저 천이는 윗 준위와 아래 준위 사이에 화살표로 나타나 있다. 이터븀 이온은 그림 2.1과 같이 기저 상태와 여기 상태 사이의 각각의 에너지 차이가 작아 작은 양자 결합

(Quantum defect)를 가진다. 이에 따라 고효율의 레이저 출력이 가능하고, 열 효과, 소광(quenching)과 여기 상태 흡수와 같은 해로운 영향들이 상당히 감소된다[11].

이터븀이 첨가된 광섬유는 펌프와 입사광 파장에 따라 준 3준위 혹은 4준위 동작으로 분류할 수 있다. 1080 nm하의 방출 파장에서는, 레이저 천이를 하는 하준위 에너지 상태가 준 3준위 시스템과 비슷하게 기저 준위와 매우 가깝게 위치해 있다. 반면에 1080 nm상에서는, 기저 준위보다 상당히 높은 에너지 준위에서 레이저 천이가 일어나고 4준위 레이저로 동작하게 된다. 기저 준위와 레이저 천이 하준위 사이의 에너지 차이가 크기 때문에 밀도 반전이 쉽게 일어나고 레이저 발진 문턱이 낮게 된다[11].

이터븀 이온의 흡수와 방출 단면적은 이터븀 이온의 호스트(Host) 매질에 크게 의존한다. 게르마늄 실리카 유리는 이터븀이 첨가된 광섬유 코어에 사용되어지는 가장 일반적인 호스트 매질이다. 흡수와 방출 스펙트럼은 그림 2.2에 나타나있다. 975 nm서 1150 nm의 넓은 방출 파장을 가지며, 915 nm와 980 nm에서 강한 흡수가 발생한다. 이터븀이 첨가된 광섬유는 높은 출력 효율, 낮은 열 효과 그리고 넓은 이득 밴드폭과 같은 장점으로 인해 고효율 광섬유 레이저 및 극초단 광섬유 레이저에 많이 활용되고 있다[11].

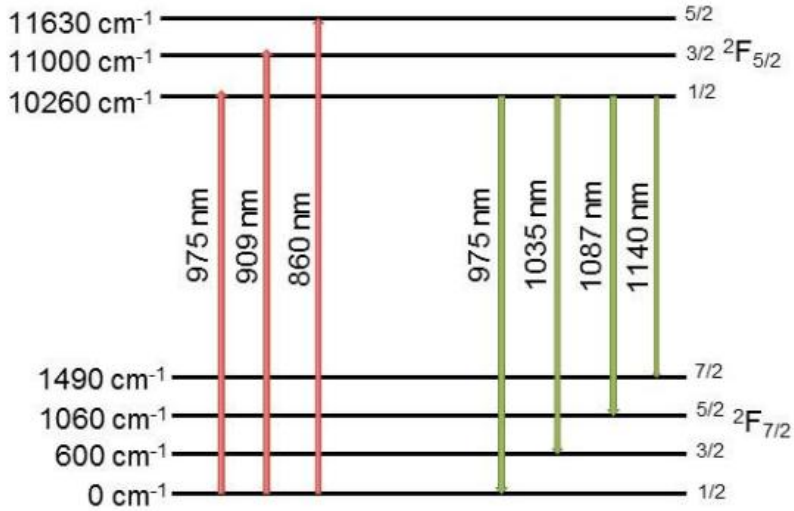


그림 2.1 이터븀 이온의 에너지 준위 구조[11]

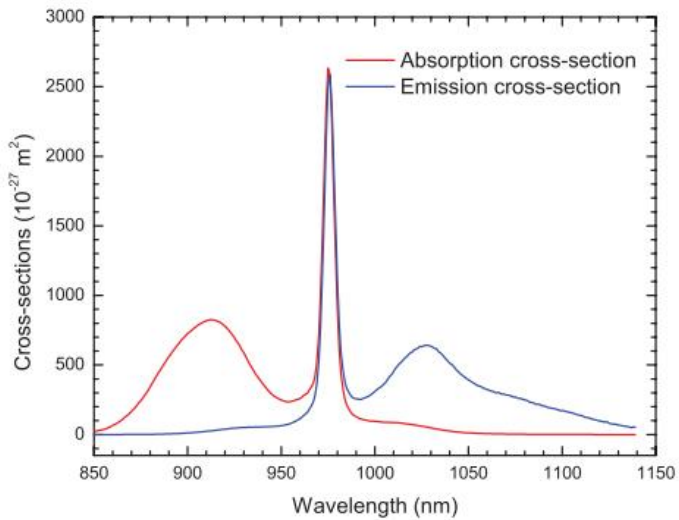


그림 2.2 게르마늄 실리카 유리에서 이터븀의 흡수와 방출 스펙트럼[11]

2. 모드 잠금(Mode-locking)

극초단 펄스를 발생시키는 광섬유 레이저는 광통신, 레이저 미세 가공, 바이오, 초정밀 광주파수 측정, 정밀 측정 및 형상 측정의 광계측 분야 이외에 많은 응용분야에서 연구가 이루어지고 있다. 극초단 펄스를 구현하기 위해 보통 모드 잠금(Mode-locking)방식을 이용한다.

일반적으로 연속발진 레이저에서는 다수의 종 모드가 동시에 발진한다. 충분한 여기가 되어 여러 개의 종 모드가 동시에 발진하게 되었을 때, 종 모드의 간격을 각주파수차 ω_R 로 나타내면 다음과 같이 주어진다.

$$\omega_i - \omega_{i-1} = \frac{\pi c}{L} = \omega_R \quad (2.1)$$

여기서 L 은 공진기 길이이고, c 는 광속이다. 시간 도메인(Time domain)에서 다수의 종 모드로 발진하는 공진기 내의 임의의 점에서 전기장의 강도는 식 (2.2)과 같이 모든 공진 모드들의 합이다.

$$E(t) = \sum_n E_n e^{j[(\omega_0 + n\omega_R)t + \Phi_n]} \quad (2.2)$$

여기서 ω_0 는 발진하는 중심 각주파수이고 E_n 과 Φ_n 는 각각 n 번째 모드의 진폭과 위상이다. 레이저가 진동하는 상태에서, E_n 과 Φ_n 는 임의의 값을 갖는다.

그림 2.3은 각각의 모드들이 임의의 위상 값을 가질 때의 시간 변화에 따른 전기장의 세기 분포를 나타낸다. 반면에 그림 2.4는 모든 모드들이 동위상이거나 2π 의 정수배 위상차를 가질 때 시간 변화에 대한 전기장의 세기를 나타낸다. 그림 2.4와 같이 공진하는 다수의 종 모드들이 고정된 위상관계를 갖도록 강제로 제어된다면 짧은 시간 폭을 갖는 극초단 펄스를 만들 수 있다. 이러한 현상을 모드 잠금(Mode-locking) 또는 위상 잠금(Phase-locking)이라고 한다[12].

이러한 모드 잠금의 해석을 간단히 하기 위해 식 (2.2)에서 진폭과 위상을 각각 $E_n=1$, $\Phi_n=0$ 으로 가정하면 다음의 식 (2.3)과 같은 각 모드들의 합을 구할 수 있다.

$$E(t) = \cos\omega_0 t \frac{\sin(N\omega_R t/2)}{\sin(\omega_R t/2)} \quad (2.3)$$

레이저의 평균 출력은 $P(t)$ 에 비례하므로 다음과 같이 주어진다.

$$P(t) \propto \frac{\sin^2(N\omega_R t/2)}{\sin^2(\omega_R t/2)} \quad (2.4)$$

다음은 모드 잠금된 레이저의 출력 특성을 다음과 같이 정리할 수 있다.

(1) 펄스 주기는 종 모드 사이의 주파수 간격의 역수와 같고, 레이저 공진기의 길이에 비례한다.

$$T = 2\pi/\omega_R = 2L/c \quad (2.5)$$

(2) 첨두 출력은 평균출력의 N배이고 전기장의 첨두 진폭은 단일 모드 진폭의 N배이다.

(3) 각 펄스의 시간 폭은 모드의 수와 반비례하고, 이득 대역폭에 비례한다.

$$\Delta t = \frac{T}{N} \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (2.6)$$

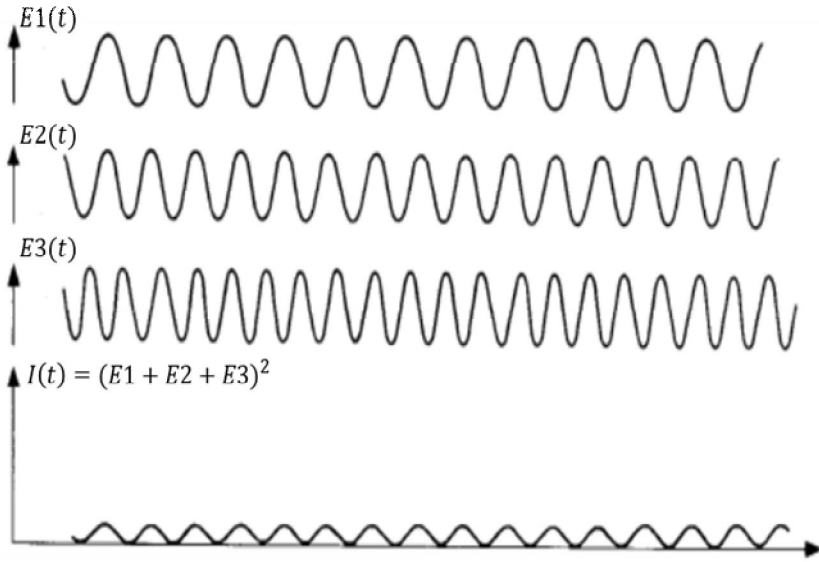


그림 2.3 서로 다른 위상을 갖는 모드와 신호들의 총합

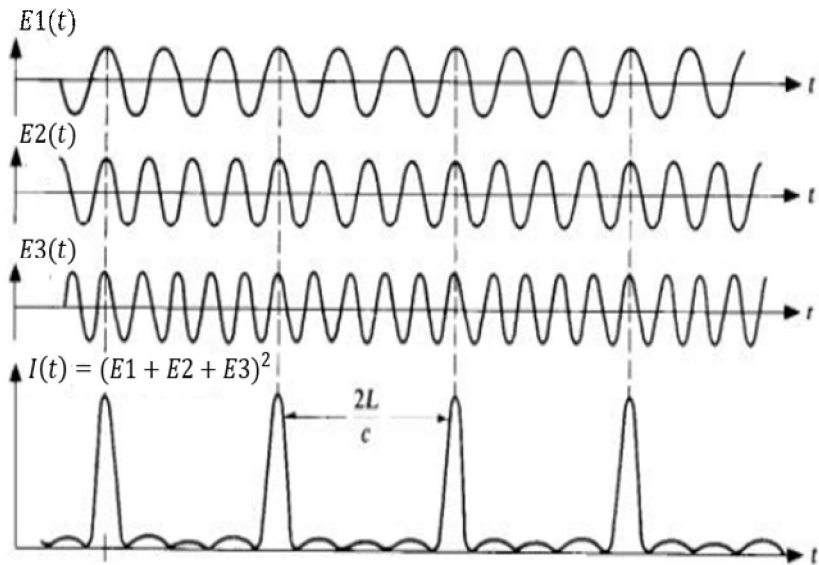


그림 2.4 같은 위상을 갖는 모드와 신호들의 총합

제2절 수동형으로 모드 잠금된 광섬유 레이저 펄스 형성과 전파

수동 모드 잠금 기술은 외부의 신호 주입이나 능동소자 없이 이루어지는 모드 잠금을 말한다. 수동형 모드 잠금은 공진기 내부에 비선형 광학소자를 삽입함으로써 이루어지며, 레이저 광의 세기에 따라 공진하는 광의 위상 또는 진폭을 비선형적으로 변조함으로써 이루어진다. 광섬유 레이저에서 많이 사용되는 수동 모드 잠금 기술은 비선형 편광 회전(NPR: Nonlinear Polarization Rotation)과 비선형 루프거울(nonlinear loop mirror), 그리고 포화 흡수체(SA : Saturable Absorber)를 이용하는 방식이 있다. 일반적으로 수동 모드 잠금 기술은 능동 모드 잠금에 비해 비용이 저렴하며 능동형 보다 짧은 펄스 폭을 구현할 수 있는 장점이 있다.

모드 잠금된 광섬유 레이저 유형은 레이저 공진기 내부에서 펄스가 전파되는 형태에 따라 몇 가지로 분류할 수 있다. 대표적으로 솔리톤(Soliton) 광섬유 레이저, stretched 광섬유 레이저, self-similar 광섬유 레이저 등이 있다.

1. 솔리톤(soliton)

솔리톤 광섬유 레이저는 그림 2.5와 같이 비정상 군속도분산과 양의 비선형성을 갖는 광섬유를 이용하여 솔리톤 펄스가 발생하게 한다. 그림 2.9는 공진기 내부에서 펄스 전파 형태를 나타낸 것으로 일정한 펄스 폭을 갖는 솔리톤이 전파함을 보여준다. 실제로 광섬유 레이저는 이득과 다른 손실들로 인해 완벽한 솔리톤을 만들지는 못한다. 이러한 불완전한 미세 변화가 있을 경우 솔리톤은 분산파 형태로 전환이 일어난다. 솔리톤의 불완정성에 기인한 어블 첨가된 광섬유 레이저에서 나타나는 솔리톤 스펙트럼의 한 예를 그림 2.6에 나타내었다[15]. 그림 2.6은 분산파들이 특정한 주파수에서 공진이 잘 일어나서 스펙트럼의 측대파(side band)를 이루고 있음을 보여 주고 있다. 솔리톤 에너지와 펄스 폭은 솔리톤 면적 이론에 따라 식 (2.7)과 같이 서로 반비례 관계를 가진다.

$$P_0 T_0^2 = \frac{|\beta_2|}{\gamma} \quad (2.7)$$

여기서, P_0 는 침투 출력을 나타내고, T_0 는 광 세기의 $1/e$ 지점의 폭을 나타낸다.

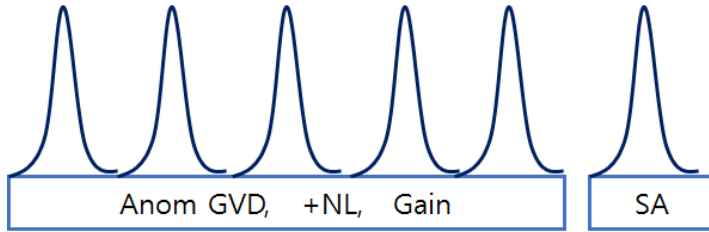


그림 2.5 솔리톤 광섬유 레이저에서 펄스 전파

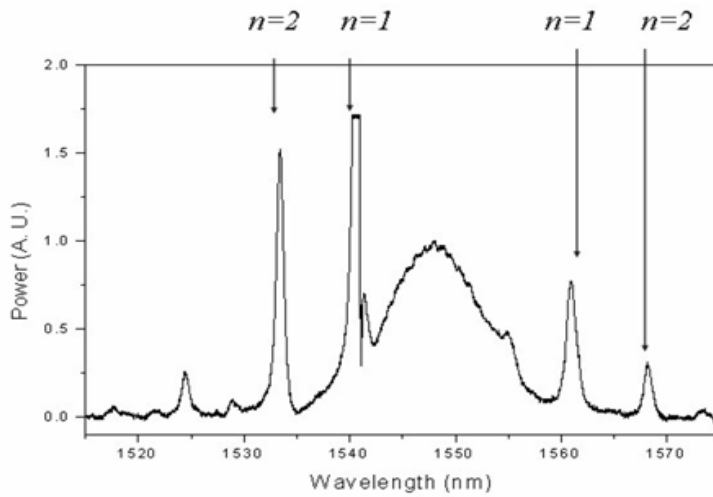


그림 2.6 어븀 첨가된 광섬유 레이저의 솔리톤 스펙트럼[15]

2. stretched 펄스

광섬유 레이저는 광섬유의 비선형성 때문에 긴 펄스를 생성하곤 한다. 비선형성을 조절하는 효과적인 방법으로는 비정상 군속도 분산과 정상 군속도 분산 부분이 번갈아 나오는 광섬유 레이저를 구성하는 것이다. 그렇게 되면 한번 왕복하는 동안 펄스가 늘어지고 압축되는 과정을 거친다. 그림 2.7은 stretched 펄스 전파 특성을 나타내고 있다. stretched 펄스는 한번 왕복할 때마다 두 번의 최소 펄스 폭을 가지게 되며, 처프된(chirped) 부호는 왕복당 두 번 바뀌게 된다. 그림 2.8은 일반적인

stretched 펄스 스펙트럼이다. 처프된 펄스에서 낮은 강도의 측면부분을 제외시키는 포화 흡수체(Saturable Absorber)에 의해 스펙트럼의 날개 부분이 가파른 모양을 가지게 된다. stretched 펄스 광섬유 레이저는 1 nJ 단위의 펄스를 만들어 낼 수 있고, 출력 펄스 에너지가 3 nJ인 경우도 보고되고 있다[16].

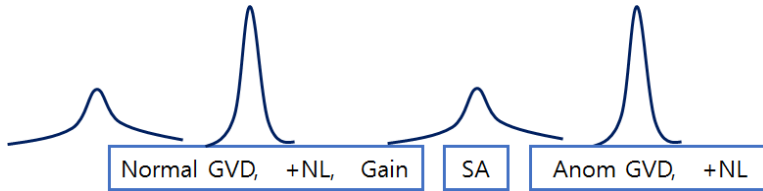


그림 2.7 공진기 내부의 stretched 펄스 전파

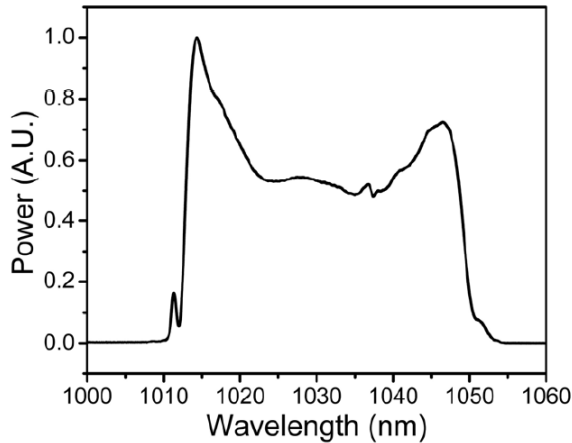


그림 2.8 이터븀 광섬유 레이저의 stretched 펄스 스펙트럼[15]

3. self-similar 펄스

최근 Ilday 등은 광섬유 레이저 내부에서 발생하는 self-similar 펄스의 전파를 증명해 보였다[17]. 그림 2.9는 self-similar 펄스 전파 형태를 보여준다. 비정상 분산 부분에서는 무시해도 될 정도의 비선형성을 갖는 광학 소자를 사용한다. 이런 특성은 비정상 군속도 분산을 만들어내는 회절 격자나 프리즘을 사용하여 이루어진다. 정상 군속도 분산 영역에서, 군속도 분산과 자기 위상 변조의 통합된 효과는

펄스의 선형적인 처프(chirp)가 축적되게 한다. 그림 2.10는 일반적인 self-similar 스펙트럼을 나타내고 있다. 꼭대기와 측면 부분이 거의 포물선 모양을 가진다. self-similar 이터븀 첨가된 광섬유 레이저의 수치적인 시뮬레이션 결과에 의하면 100 nJ의 펄스 에너지를 생성한 결과가 보고 되었다.[17].

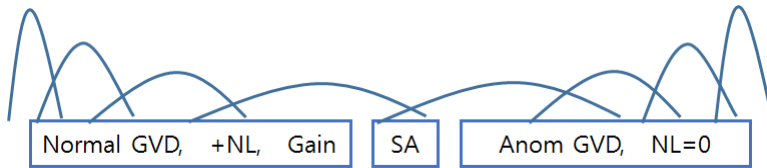


그림 2.9 광섬유 레이저에서 발생하는 self-similar 펄스

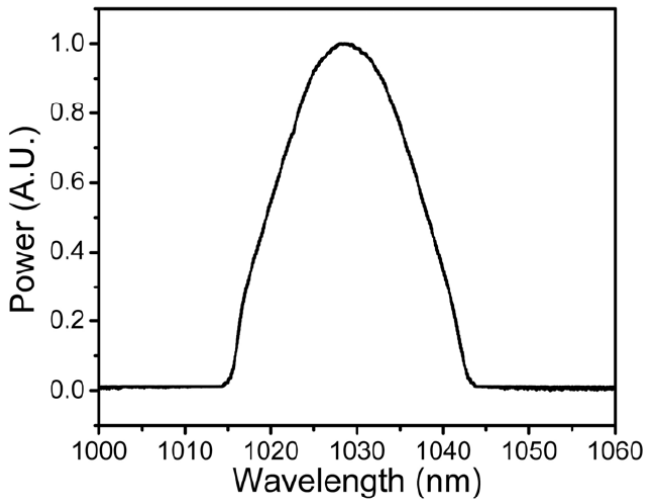
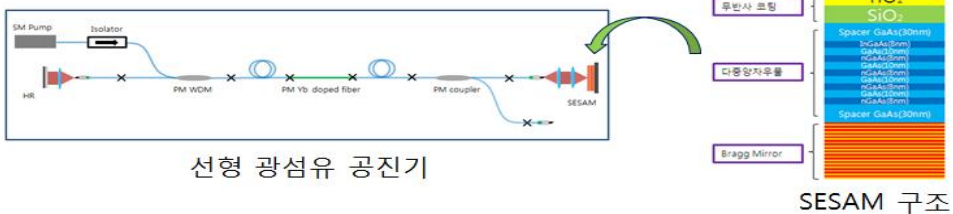


그림 2.10 이터븀 첨가된 광섬유 레이저의 일반적인 self-similar 스펙트럼[15]

제3절 완전 정상 분산(ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저 원리

Yb 이온이 첨가된 광섬유를 이용한 극초단 레이저는 최근 10년 간에 많은 연구가 이루어졌다. Yb 이온은 준 3준위 레이저 활성원소로 발진이 어렵고 플래시램프 광원으로 광여기가 어려워 관심을 갖지 못하다가 GaAs 반도체 광원이 개발된 후 많은 관심을 갖게 되었다. Yb 첨가된 레이저가 고출력 극초단 레이저로 관심을 갖게 된 주요인은 펌프 광 흡수 준위의 낮은 열변환 효율, 반도체 광원에 대한 넓은 흡수 밴드와 넓은 발진 선폭이다. 개발 초기에는 열전도율이 좋은 Disk 형태의 YAG 결정체를 이용해서 고출력 극초단 레이저를 개발하다가 광섬유 부품 개발기술이 발달하면서 Yb 첨가된 광섬유를 이용한 고출력 극초단 레이저 개발이 이루어졌다. 광섬유를 이용한 극초단 펄스 발생은 모드 잠금 기술을 활용한다. 특히 수백 펨토초 레이저는 수동형 모드 잠금기술을 주로 이용해서 만든다. 광섬유 레이저에서 주로 사용하는 수동형 모드 잠금 기술은 아래 그림 2.11과 같은 포화흡수체를 이용한 기술과 비선형 Kerr 효과를 이용한 기술이 있다.

- SESAM을 이용한 펨토초 선형 광섬유 공진기



- 광섬유의 비선형 특성을 이용한 피코초 고리형 광섬유 공진기

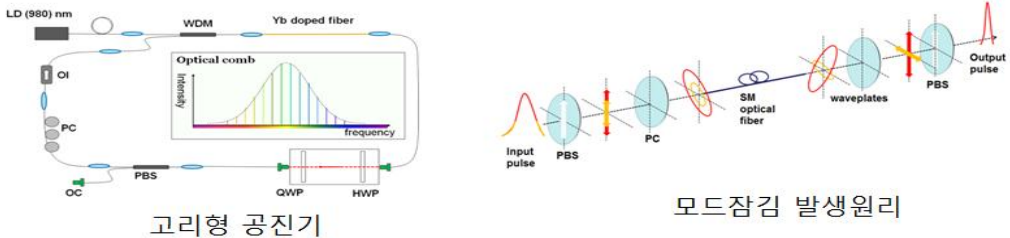


그림 2.11 모드 잠금 발생 원리[13]

레이저 공진기에서 극초단 펄스를 만들기 위해서는 광섬유에서 발생하는 분산을 보상하는 광학 소자를 공진기 내에 삽입해야 한다. 그렇지 않으면 처프된(chirped) 긴 펄스가 발생한다. 그러나 빔 결합 연구에서는 극초단 펄스의 강한 전기장에 의한 비선형 현상을 감소하기 위해서는 처프된 긴 펄스가 필요하다. 공진기 내에서 펄스 폭이 긴 처프된 펄스가 발생하도록 분산 보정 소자를 사용하지 않는 공진기 구조(ANDi)는 그림 2.12와 같다. 본 연구에서도 그림 2.12 구조로 레이저 공진기를 구성하여 레이저 발진 특성을 분석하고 그 출력을 빔 결합기의 입력신호로 이용하였다.

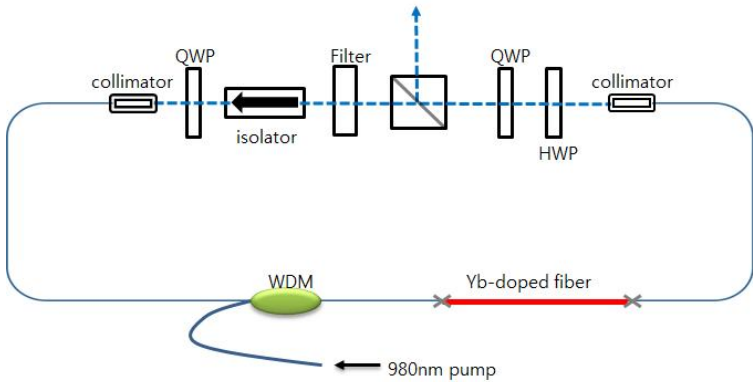


그림 2.12 분산 소자가 없는 광섬유 레이저 구성도

ANDi(All Normal Dispersion) 광섬유 레이저는 비정상 분산 요소를 갖지 않는 극초단 레이저를 말한다. 그림 2.13은 ANDi 광섬유 레이저 공진기 내에서 펄스 전파 특성을 보여준다. 단일 모드 광섬유(SMF, Single Mode Fiber)내에서 분산과 비선형 효과에 의해 펄스 폭이 늘어나게 되고, 이득 매질에 의해 처프된 펄스의 폭이 감소하면서 전파한다. 그리고 광섬유 비선형 편광 회전(NPR, Nonlinear Polarization Rotation)현상에 의한 비선형 투과 특성은 광세기 변조를 유발한다 [14]. 기본적으로 단일 모드 광섬유에서 비선형 효과를 통해 펄스 폭이 확장되고, 모드 잠금 방식인 NPR을 통해 펄스 폭이 다시 작아진 후, 추가적인 스펙트럼 필터 삽입을 통해 강한 펄스 셰이핑(Pulse shaping)이 일어난다. 다시 초기화(Initiation)된 펄스는 앞에서와 같이 단일 모드 광섬유, 이득 매질 광섬유, NPR을 통해 펄스

폭이 확장이 되고, 작아지고, 펄스 웨이핑을 반복하게 되어 안정적인 모드 잠금 펄스 신호가 발생한다[14].

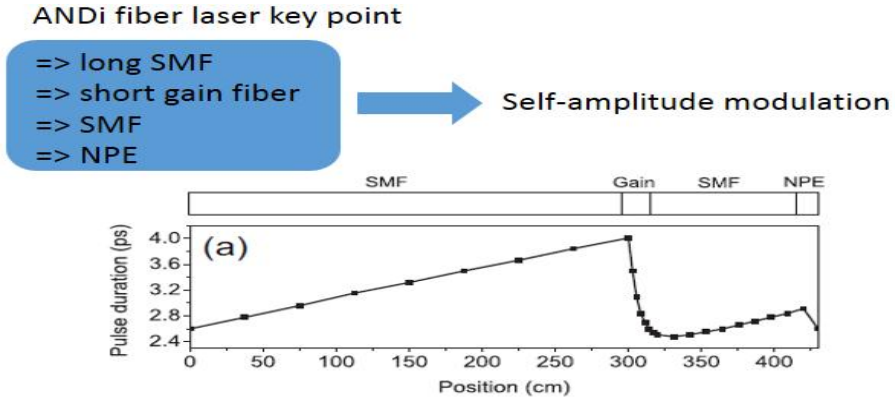


그림 2.13 수치해석을 통한 ANDi 광섬유 레이저 펄스 전파[14]

1. 본 연구에서 사용한 ANDi 광섬유 레이저 모드 잠금 조건

그림 2.12에서 볼 수 있듯이 976 nm대역 레이저 다이오드를 이용하여 이터븀 첨가 광섬유(Yb doped fiber)를 광 펌핑시켰을 때, 발생하는 1030 nm 대역의 광은 단일모드 광섬유(SMF), 1/2 파장판(HWP, Half-wave plate), 1/4 파장판(QWP, Quarter-wave plate), 편광 빔 분할기(PBS, Polarizing Beam Splitter), 광 고립기(Optical isolator)를 지나 QWP, SMF, 스펙트럼 필터 순으로 전파하여 고리형 공진기를 구성한다.

이 때, 그림 2.14와 같이 공진기 내에서 비선형 편광 회전 현상을 겪게 되고, 진폭이 큰 영역은 Kerr 효과에 의해 진폭이 작은 영역과 비교하여 더 크게 편광 방향이 회전하게 되어, 펄스 내에 진폭이 큰 영역과 작은 영역이 분리된다. 각 파장판들은 이러한 광들의 편광 방향을 조절해 주는 역할을 하며, 진폭이 큰 영역은 편광

빔 분할기(PBS)에서 손실 없이 투과하고 진폭이 작은 영역은 계속적으로 손실이 발생하게 되어 최종적으로 진폭이 큰 영역의 펄스만 계속 성장한다. 이러한 펄스가 공진기 내부에서 계속 진행 하며, 출력단(output)에서는 주기적인 펄스 열이 발생 된다. 이러한 원리로 이터븀 첨가 광섬유 레이저의 모드 잠금을 구현할 수 있다.

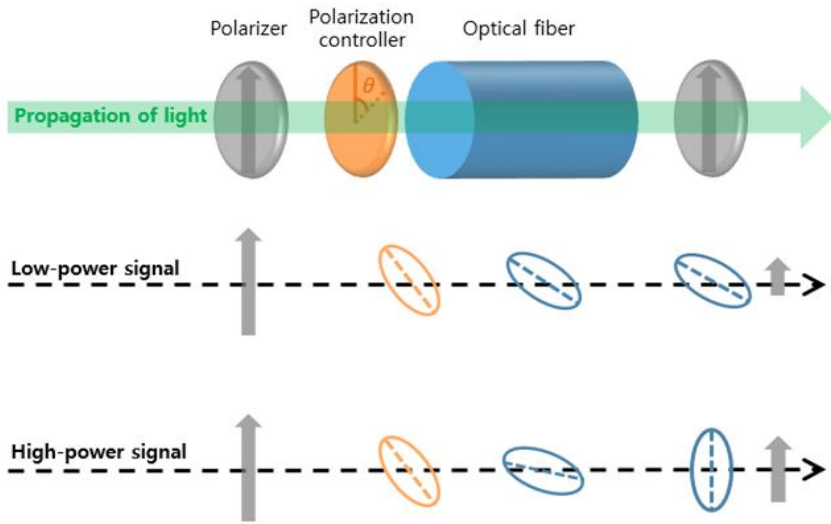


그림 2.14 비선형 편광회전(NPR : Nonlinear Polarization Rotation)의 원리

제4절 자기상관 간섭계를 이용한 펄스 폭 측정

모드 잠금된 레이저로부터 나온 펄스들은 짧은 펄스 폭을 가지고 있어서 매우 빠른 광 검출기와 오실로스코프를 사용하는 기존의 측정 방법으로는 정확한 펄스 폭을 측정할 수 없다. 따라서 이러한 짧은 펄스 폭의 측정은 자기상관(Autocorrelation)이라 불리는 측정방법을 이용한다. 자기 상관 신호의 측정을 위해서는 2 광자 흡수(TPA, Two Photon Absorption) 또는 제2고조파 발생을 위한 비선형 광 결정소자 등이 이용된다 [19].

1. 2 광자 흡수 자기상관 간섭계

2광자 흡수 자기상관 간섭계는 피코초 이하의 펄스 폭 측정을 위해 가장 일반적으로 사용되는 방법이다. 본 실험은 편광에 무관하고 위상정합이 필요 없는 2광자 흡수 효과를 이용한 Avesta사의 AA-10D 자기상관 간섭계를 이용하여 펄스 폭 측정 실험을 수행하였다. 2광자 흡수 검출기의 신호 ($i(t)$)는 식 (2.8)과 같이 입사하는 광 세기 $I(t)$ 의 제곱에 비례한다.

$$i(t) \propto I(t)^2 \quad (2.8)$$

그림 2.15는 실험에 사용한 이 광자 흡수를 이용한 자기 상관 간섭계의 구조이다. 다음과 같이 구성된 간섭계에서 한쪽 암(arm)의 시간 지연 효과는 검출기에서 간섭형 자기 상관(Interferometric autocorrelation) 함수($A(\tau)$) 형태로 신호가 발생한다.

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |(E(t) + E(t-\tau))|^2 dt \quad (2.9)$$

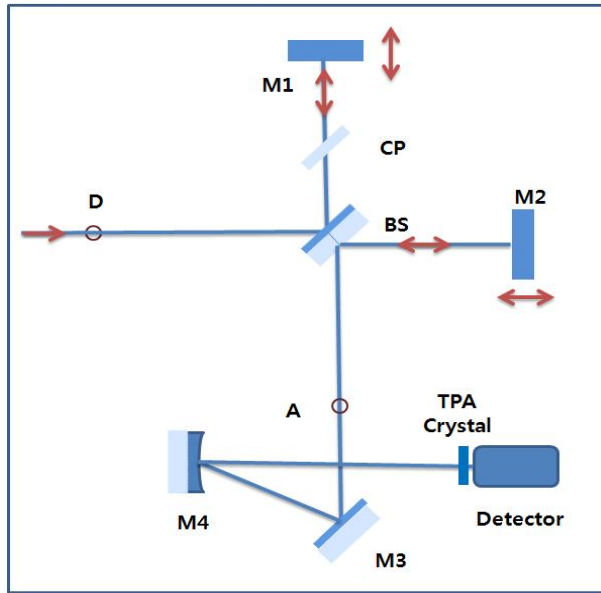


그림 2.15 2 광자 효과 기반 자기상관 측정장치 구조

측정된 데이터를 이용하여 펄스 폭을 결정하기 위해서는, 자기상관 간섭계를 이용하여 간섭신호에 의한 함수를 얻고 다음과 같은 방법을 통해 펄스 폭을 결정할 수 있다 [18].

1. distance calibrator를 화살이 스케일의 중심에 있을 때 까지 움직인다.
2. 나사를 이용하여 M1을 움직이고 동시에 오실로스코프 화면상의 자기상관 함수의 이동과 distance calibrator를 이용하여 거리의 변화를 측정한다.
3. 최대의 1/2지점의 자기상관 함수의 위치와 일치하는 두 지점을 찾는다.
4. 차이 ΔL 을 계산한다.(15 μm 측정거리가 100 fs와 일치한다는 것을 고려하여 자기상관 함수의 폭($\Delta\tau$)를 측정할 수 있다.)
5. 펄스 형태에 따라 가우시안 펄스 형태를 가정하면 자기상관 함수의 폭을 0.707을 곱하고, sech^2 형태로 가정을 하면 0.648을 곱하여 최종적인 펄스 폭을 얻을 수 있다.

2. 광세기 자기상관(Intensity Autocorrelation)

그림 2.16은 실험에 사용한 광세기 자기 상관계(FR103-XL)의 구조를 나타내고 있다. 그림에서 볼 수 있듯이 마이켈슨 간섭계 구조로 되어있으며, 평행하게 위치해있는 거울들의 회전으로 인해 광 경로차가 발생하게 되며, 최종적으로 M2에서 레이저 빔들이 제2고조파 발생 결정(SHG crystal, Second Harmonic Generation crystal)에 집속되어 제2고조파 빔을 발생 시키고 PMT 검출기에서 신호를 받게 된다. 자기 상관 신호($A(\tau)$)는 식 (2.10)와 같이 주어진다.

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot I(t-\tau) dt \quad (2.10)$$

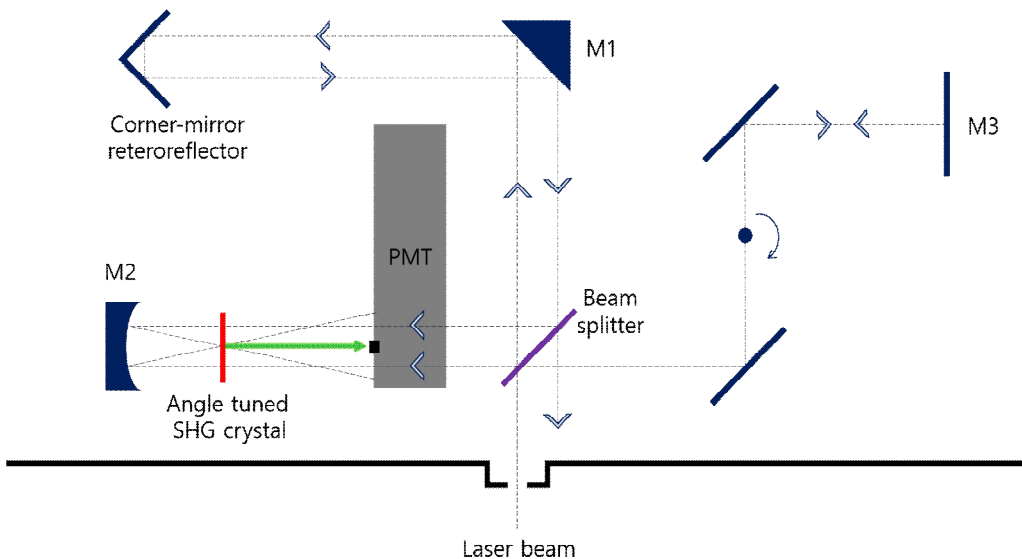


그림 2.16 광 세기 자기상관계 구조

이 때, 오실로스코프를 통해 자기상관 신호의 반치폭을 측정하고 평행 거울의 회전 주파수에 해당하는 값의 교정 요소(Calibration factor)를 이용하여 펄스 폭을 측정한다. 펄스 폭을 계산하는 자세한 방법은 제 3장에서 다루도록 한다.

제3장 실험 결과 및 분석

제1절 완전 정상 분산 (ANDi : All Normal Dispersion) 광섬유 레이저

1. 완전 정상 분산 광섬유 레이저 구성 및 제작

그림 3.1과 같이 본 연구에서 사용 되는 모든 광섬유는 단일 모드 광섬유(SMF, Single Mode Fiber)를 사용하였다. 이득 매질로는 이터븀 첨가 광섬유(흡수 : 1200 dB/m@976 nm)를 사용하였고, 모드 잠금 방식으로는 비선형 편광 회전(NPR)방식을 이용하였다. 광섬유 레이저 발진기를 구성하는 단일 모드 광섬유는 최초 5 m정도 사용하였지만, 모드 잠금된 출력이 불안정하여 단일 모드 광섬유를 점점 늘려 최적화하였고, 최종적으로 레이저 발진기를 위해 사용되어진 단일 모드 광섬유는 약 7 m 이었다. 이터븀 첨가 광섬유는 0.35 m이며, 공진 모드 안정화를 위하여 레이저 중심 파장 1030 nm대역에서 ± 4 nm인 총 8 nm의 밴드 폭을 갖는 Bandpass filter를 삽입하였다. Pump 광원으로 사용한 LD는 976 nm 파장에서 발진한다. 구성된 레이저 장치 사진은 그림 3.2와 같다.

모드 잠금된 레이저에서 각 파장판들의 회전각 조건은 그림 3.1의 왼쪽 순서대로 $\lambda/4 : 28^\circ \sim 56^\circ$, $\lambda/2 : 115^\circ$, $\lambda/4 : 101^\circ$ 이었다. $\lambda/4$ 판 회전각 변화에 따른 레이저 출력 특성의 실험결과는 3. 1/4 파장판의 회전각에 따른 레이저 발진기 출력 특성에서 자세하게 기술하였다.

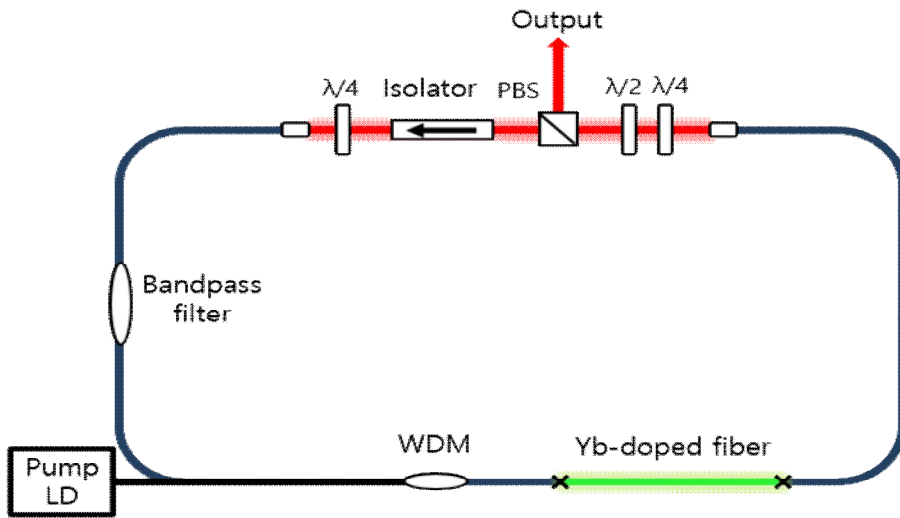


그림 3.1 본 연구에서 제작한 ANDi 광섬유 레이저 구조도

$\lambda/4$: Quarter wave plate, $\lambda/2$: Half wave plate,

WDM : Wavelength Division Multiplexer, PBS : Polarizing Beam Splitter

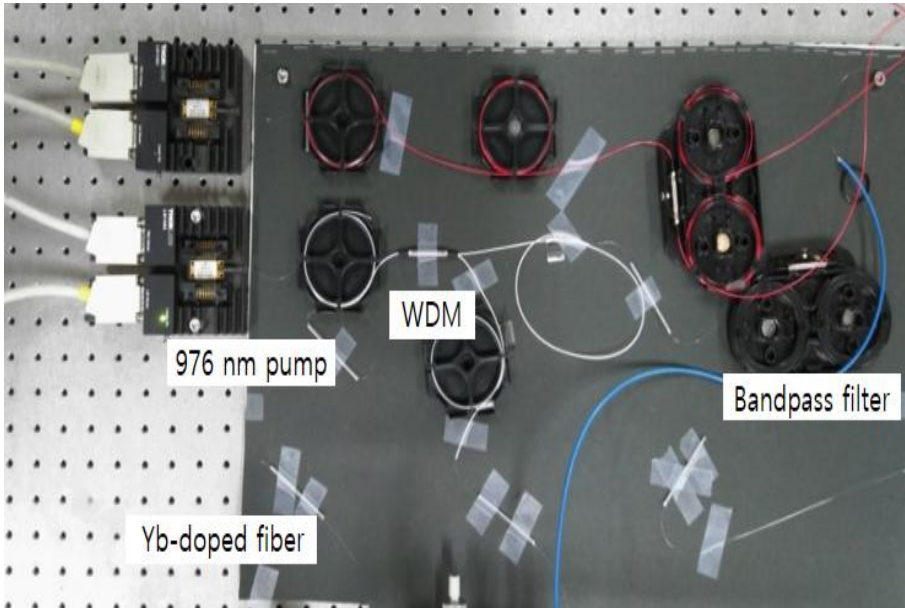


그림 3.2-1 본 연구에서 사용한 ANDi 광섬유 레이저 장치 사진

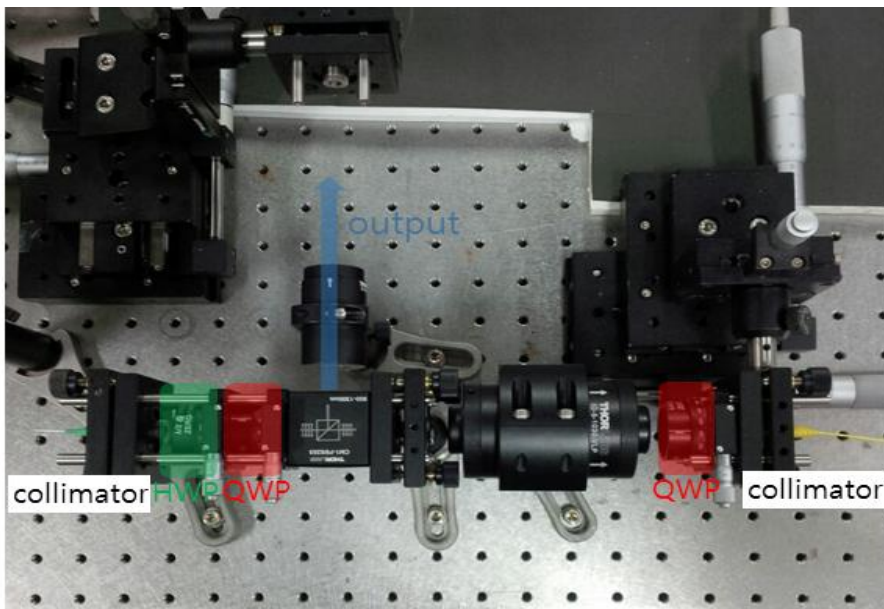


그림 3.2-2 본 연구에서 사용한 ANDi 광섬유 레이저 장치 사진

2. 레이저 발진기 출력 특성

그림 3.3은 광 검출기(EOT사, ET-3000)와 오실로스코프(Tektronics사, TDS-715 4B)로 측정된 모드 잠금된 레이저 발진기의 펄스 열이다. 측정하기 위해 사용한 광 검출기의 Rise time/Fall time은 <math><175\text{ ps}</math>이고, 오실로스코프의 측정 가능 밴드 폭은 1.5 GHz이다. 측정된 펄스 열로부터 모드 잠금된 펄스 간격은 약 37 ns이고, 반복률은 약 27 MHz로 측정되었다.

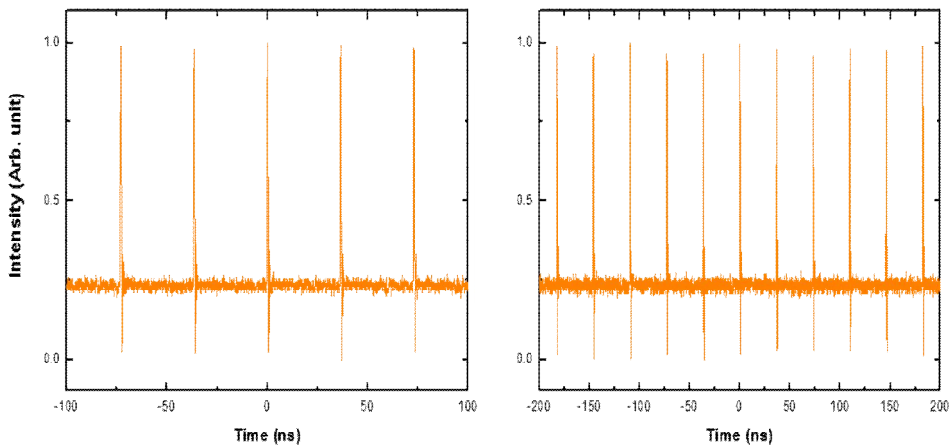


그림 3.3 측정된 레이저 발진기 펄스 열

펌프 광 세기에 따른 모드 잠금된 레이저 발진기 출력은 그림 3.4에 나타내었다. 그림 3.4에서 볼 수 있듯이 레이저 다이오드 펌프 파워가 540 mW 이하에서는 모드 잠금 신호가 발생하지 않았다. 실험에 사용하는 레이저 다이오드의 손실 문턱 값을 고려하여 펌프 세기를 1 W 미만으로 제한하여 측정하였다. 그리고 펌프 파워 800 mW 일 때, 레이저 발진기의 출력 파워는 약 136 mW로 측정되었고, 이때 레이저의 펄스 에너지는 5 nJ 이었다. 이에 따른 기율기 효율은 약 21.3 %로 측정되었다. 펌프 광 세기가 약 1 W 미만의 범위에서는 펌프 파워를 증가하여도 모드 잠금된 펄스 열의 불안정성은 관측되지 않았으며, 출력 파워가 계속 증가하는 것을 확인하였다.

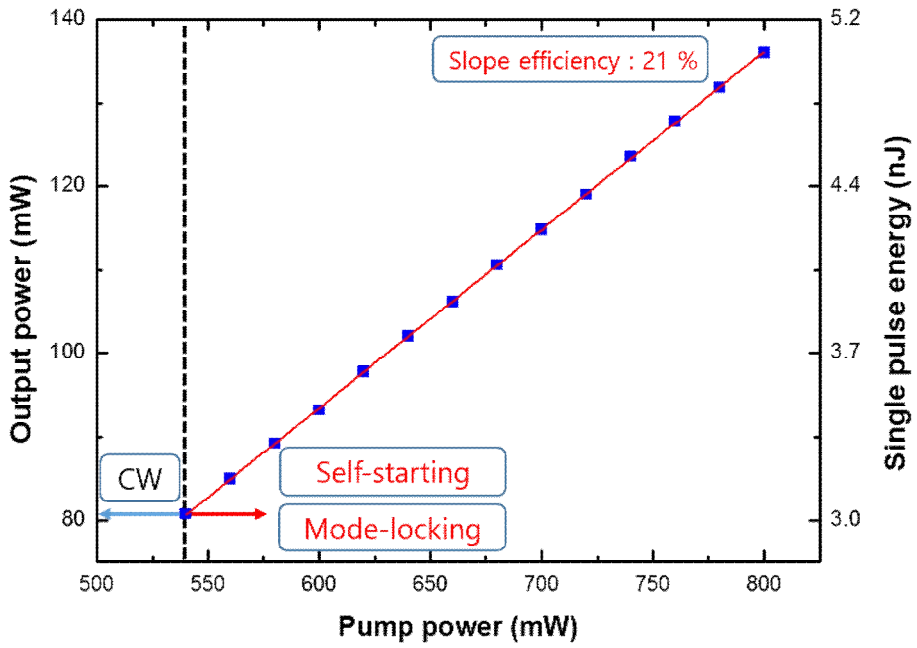


그림 3.4 펌프 광 세기에 따른 레이저 발진기 출력

그림 3.5는 모드 잠금된 레이저 발진기의 출력 스펙트럼 특성을 보여주고 있다. 스펙트로미터로 0.1 nm의 분해능으로 측정하였으며, 광 주파수 영역의 반치 폭 (FWHM, Full Width at Half Maximum)기준으로 약 11 nm의 밴드 폭을 가졌고, 레이저 출력에서 펌프 광은 관측되지 않았다. 그리고 펌프 파워를 증가시켜도 스펙트럼의 형태가 일정하고 안정되게 관측되었다.

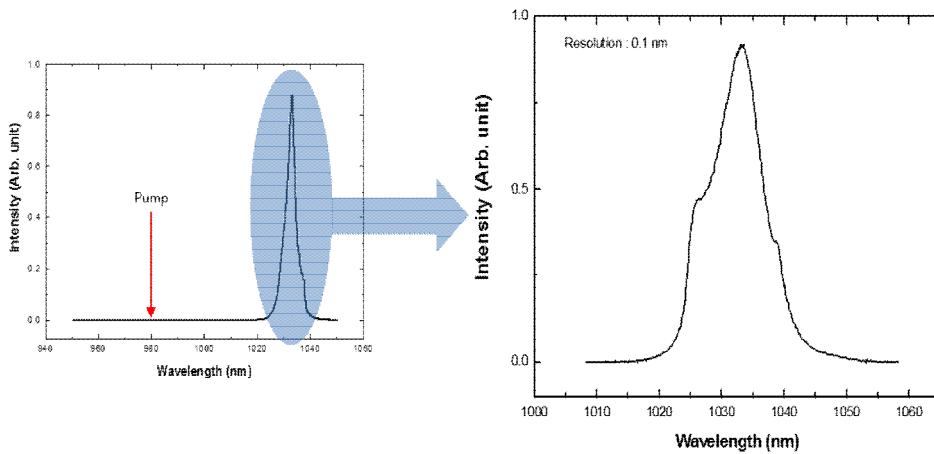


그림 3.5 스펙트로미터로 측정된 스펙트럼

위와 같은 출력 특성을 갖는 레이저 발진기의 펄스 폭을 측정하기 위하여 비선형 결정을 이용한 광세기 자기 상관계를 이용하였고, 그림 3.6은 본 연구에서 사용한 자기 상관계의 장치를 보여주고 있다.

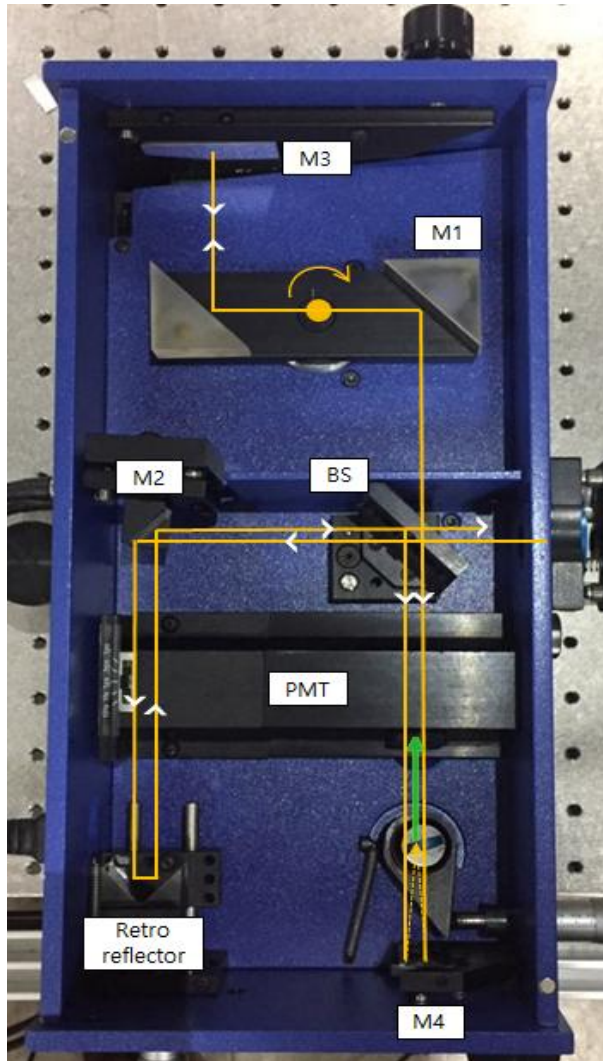


그림 3.6 본 연구에서 사용한 광 세기 자기 상관계(FR-103XL)

본 연구에서 사용한 자기 상관계는 초기에 레이저 빔이 렌즈를 통해 평행광으로 된 이후 빔 분할기에서 반사된 빔은 평행하게 놓여진 거울(M1)을 통하여 평면으로

놓여진 거울(M3)에서 되반사하여 다시 돌아가게 된다. 동시에 빔 분할기에서 통과한 빔은 45도 거울(M2)를 통하여 되반사경(Retroreflector)를 통해 5~6 mm 정도의 간격을 두고 되반사 한다. 이후에 빔 분할기에서 다시 반사되고, M3를 통해 되돌아오는 빔과 집속구면거울(M4)에 의해 비선형 결정에 집속되어 제2고조파 빔이 발생한다. 실제 측정할 때, M1은 2.5 Hz, 5 Hz, 10 Hz의 주파수에서 한가지로 선택하여 회전 시킨다. M1이 회전하게 되면 PMT 검출기에서는 제2고조파 빔의 세기 분포를 적분하여 자기 상관 신호(Autocorrelation signal)가 오실로스코프에서 관측된다. 그렇게 측정된 자기 상관 신호를 이용해 펄스 폭을 계산하기 위한 교정(Calibration)과정이 필요하다. 교정 요소(Calibration factor)는 다음 식 (3.1)로 나타낼 수 있다.

$$T/t = \frac{2x}{0.3s} (ps/ms) \quad (3.1)$$

여기서, x 는 되반사경의 이동 거리(mm)이고, s 는 자기 상관 신호의 최고점 이동(ms)이다. 오실로스코프에서 되반사경의 이동거리에 따른 자기 상관 신호의 최고점 이동을 통해 펄스 폭 측정을 위한 요소를 교정하고 펄스 폭을 계산한다. 실제로 M1이 2.5 Hz로 회전할 때, 사용하는 레이저 발진기의 자기 상관관계의 교정을 반복 측정하고 평균값을 측정한 결과 Calibration factor(η)는 6.5 ps/ms 이었다.

펄스 폭 측정 및 계산은 자기 상관관계 자체 Calibration factor와 오실로스코프에서 측정한 자기상관 신호의 반치 폭 Δt_{FWHM} (FWHM of Autocorrelation signal), 펄스 Shape factor σ (Gaussian or Hyperbolic secant)를 곱하면 레이저 발진기의 펄스 폭이 계산된다. 자기 상관관계 Calibration factor는 M1이 회전하는 주파수에 의해 결정되며, 앞에서 교정과정을 통해 구하였다.

펄스 폭 측정은 $\eta \cdot \sigma \cdot \Delta t_{FWHM}$ 이며, 식 (3.2)로 나타낼 수 있다.

$$\eta \cdot \sigma \cdot \Delta t_{FWHM} = \begin{cases} 7.75 ps/ms \cdot 0.648 \cdot \Delta t_{FWHM, sech^2 pulse} \\ 7.75 ps/ms \cdot 0.707 \cdot \Delta t_{FWHM, Gaussian pulse} \end{cases} \quad (3.2)$$

그림 3.7은 광 세기 자기상관계(Intensity Autocorrelator)와 오실로스코프를 이용

하여 측정된 레이저 발진기의 펄스 폭이며, 가우시안 형태라고 가정하였을 때, 약 4.5 ps, sech^2 라고 가정하였을 때, 약 4 ps로 측정되었다.

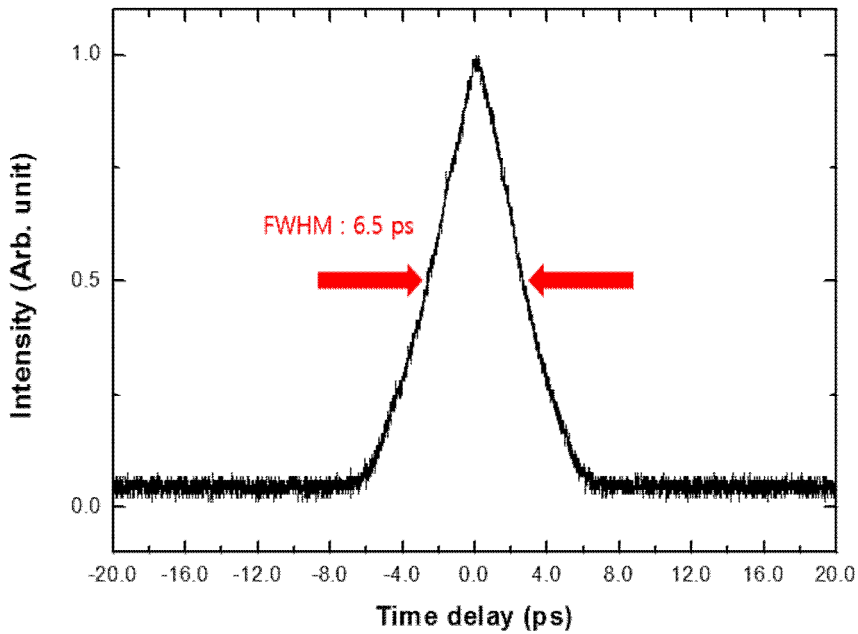


그림 3.7 광 세기 자기 상관계로 측정된 레이저 발진기의 펄스 폭

3. 1/4 파장판 회전각(θ)에 따른 레이저 발진기 출력 특성

본 연구에서 제작한 광섬유 레이저 발진기는 그림 3.8과 같이 광 고립기 뒷쪽에 1/4 파장판이 삽입되어 있다. 이 1/4 파장판의 회전값에 따라 NPR에 의한 비선형 투과 특성이 다르기 때문에 1/4 파장판의 회전각(θ)에 대한 레이저 출력 특성을 조사하였다.

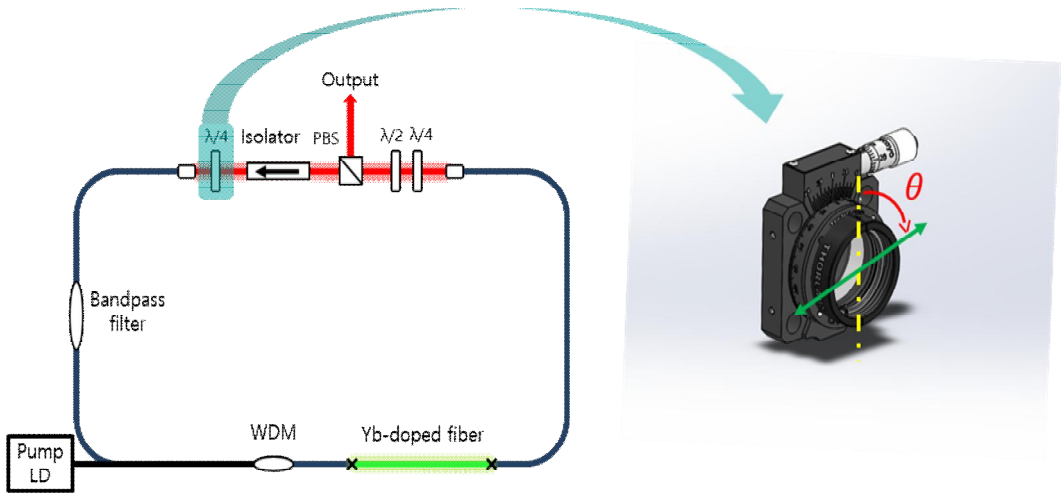


그림 3.8 레이저 발진기의 1/4 파장판 회전

그림 3.9는 오실로스코프로 측정한 θ 에 따른 모드 잠금된 레이저 발진기의 펄스 열이다. 각각 측정한 펄스 열로부터 모드 잠금된 펄스 간격은 모두 37 ns이고, 반복률은 약 27 MHz로 측정되었다. 28°~56°까지 모드 잠금된 펄스로 발진되었다. 그리고 레이저 발진기의 펌프 파워를 점점 증가시켜 오실로스코프로 측정하였을 때, 모두 모드 잠금 출력이 안정적으로 관측되었다. 그리고 레이저 발진기의 펌프 파워에 따른 모드 잠금된 펄스 출력은 θ 가 52°와 56°에서는 펌프 파워가 600 mW 이상에서 모드 잠금된 펄스가 관측되었고, 나머지 회전각(θ)에서는 동일한 펌프 파워 540 mW에서 모드 잠금 출력이 발진되었다.

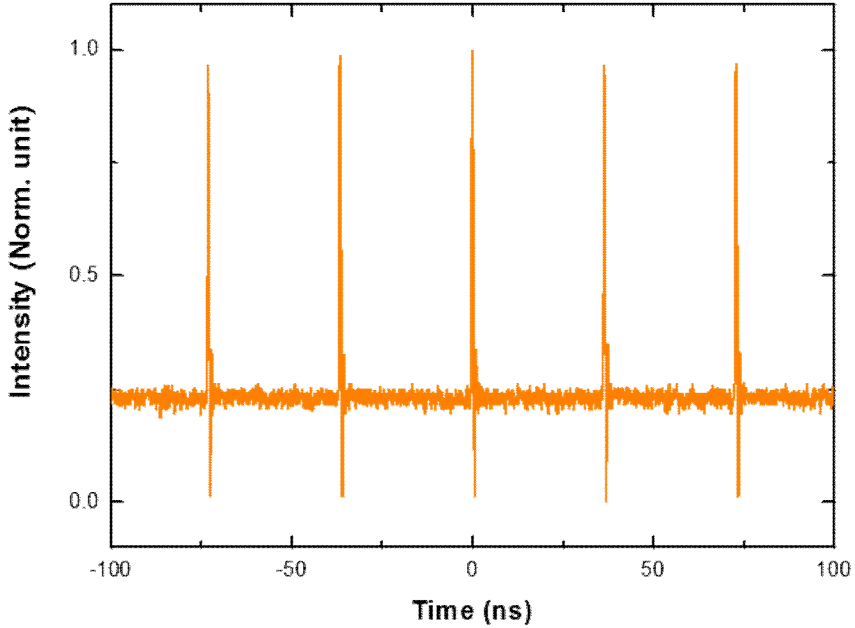


그림. 3.9 오실로스코프로 측정한 레이저 발진기 펄스 열

그림 3.10은 θ 에 따른 레이저 발진기 출력 특성을 나타내고 있다. 펌프 파워에 따른 출력 특성의 경향을 보았을 때, 각각의 각도에서 일정한 비율로 펄스 에너지가 증가함을 알 수 있었다. 그리고 레이저 발진기의 펌프 파워 대비 출력 펄스 에너지는 모두 θ 가 44° 일 때 가장 높은 에너지로 측정되었다.

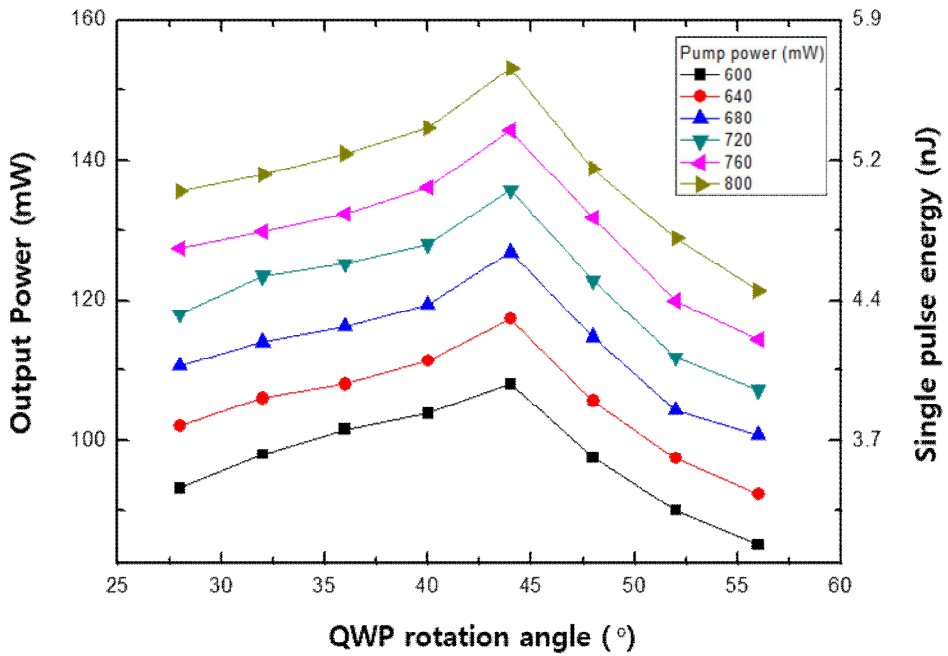


그림 3.10 1/4 파장판 회전각(θ)에 따른 레이저 발진기의 출력 특성

그림 3.11은 θ 가 $28^\circ \sim 56^\circ$ 에서 모드 잠금된 레이저 발진기의 출력 스펙트럼과 그에 해당하는 펄스 폭을 나타내고 있다. 회전각이 작아질수록 스펙트럼 폭이 넓어지며 짧은 펄스 폭을 갖는 경향이 있었다. 그리고 레이저 발진기에서 최대 11 nm의 스펙트럼 폭과 약 4.5 ps 펄스 폭, 최소 4 nm의 스펙트럼 폭과 약 13 ps의 펄스 폭을 갖는 것을 알 수 있었다.

그리고 그림 3.12는 그림 3.11에서 얻은 펄스 폭과 스펙트럼 폭에 대한 반치폭을 정리한 것이다. 스펙트럼 폭과 펄스 폭이 서로 반비례 관계임을 알 수 있다.

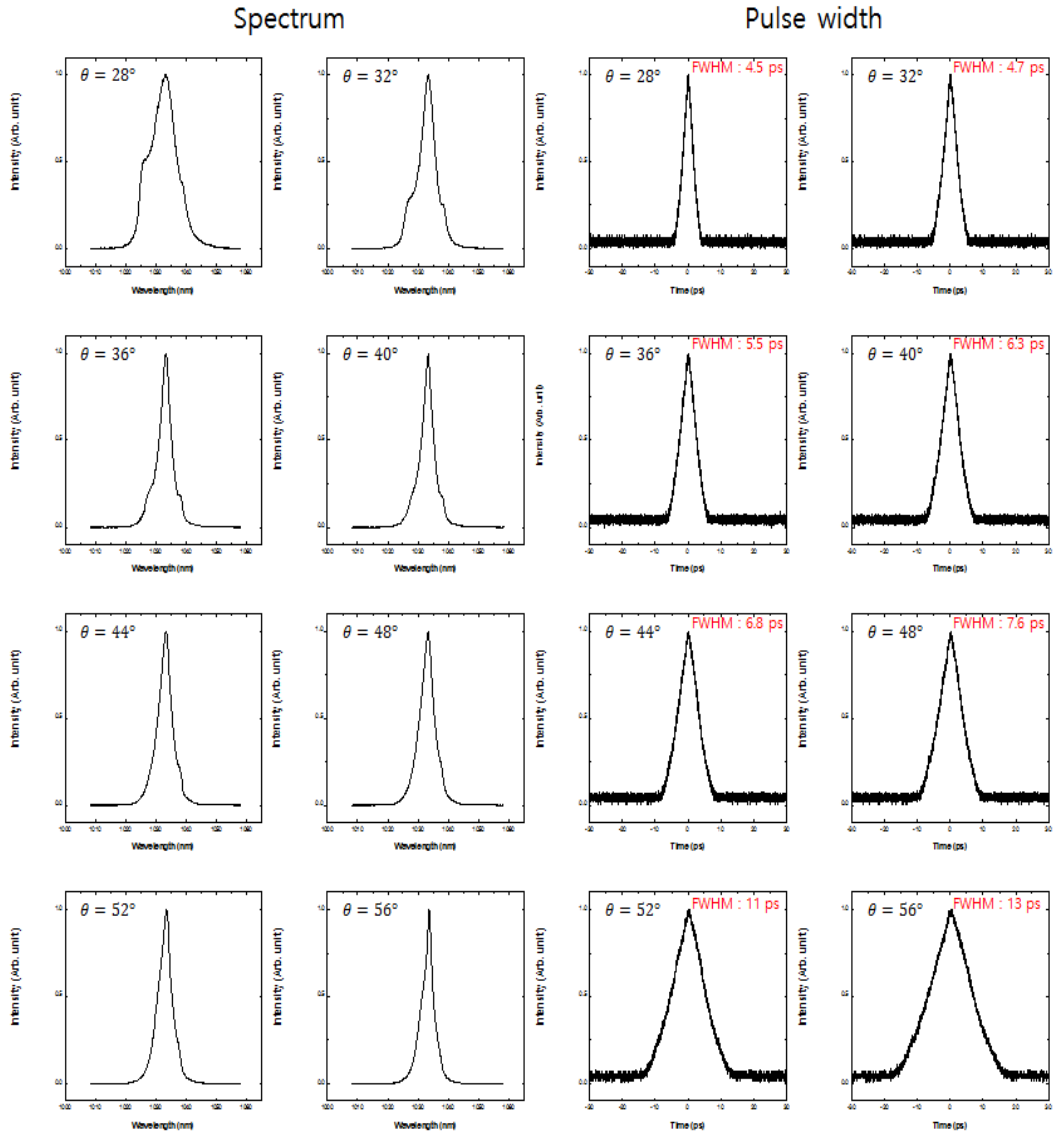


그림 3.11 θ 변화에 따른 레이저 발진기 스펙트럼 및 펄스 폭 변화

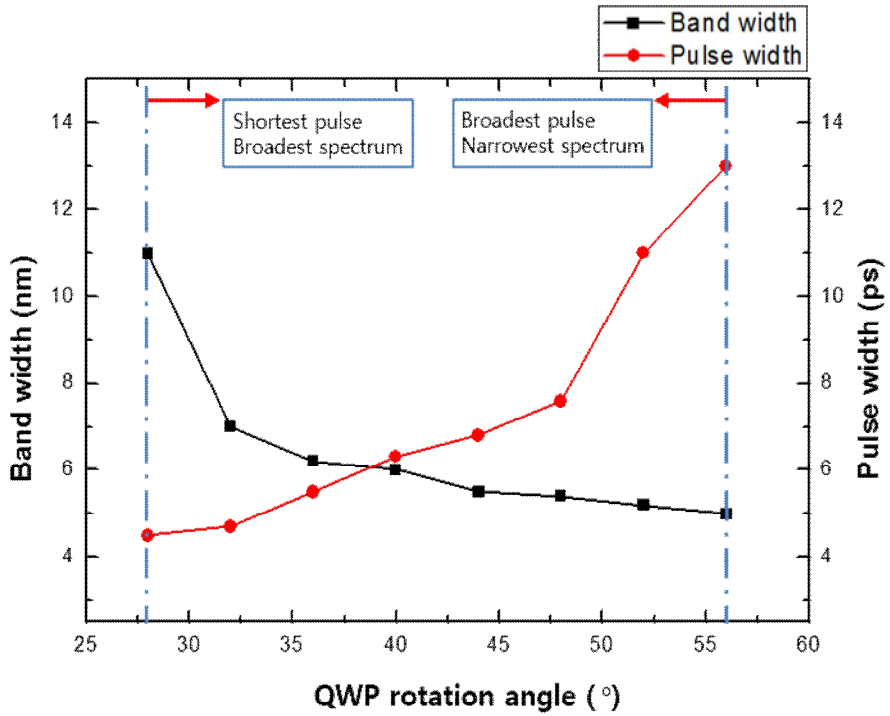


그림 3.12 θ 변화에 따른 레이저 발진기 스펙트럼 및 펄스 폭 경향

제2절 광섬유 레이저 전치 증폭기

1. 광섬유 레이저 전치 증폭기 구성 및 제작

그림 3.13와 그림 3.14는 본 연구에서 사용한 광섬유 증폭기의 구조도, 장치 사진을 보여주고 있다. 증폭 이후 출력 광의 광학적인 특성과 안정성을 유지하기 위하여 광섬유 증폭기는 편광 유지 광섬유(PM Fiber, Polarization maintaining fiber)를 이용하여 구성하였다. 레이저 발진기와 같이 중심파장인 1030 nm 영역의 극초단 펄스 발진을 위해 편광 유지형 이터븀 첨가된 이득 광섬유를 사용하였으며, 광 파장 다중 분할기(WDM, Wavelength Division Multiplexer)도 편광 유지형으로 사용하였다. 따라서, 전치 증폭기 내부의 편광이 일정하게 유지되므로 편광조절기(PC, Polarization Controller)를 사용하지 않아도 외부의 충격, 진동, 온도 등의 환경변화에 무관하게 안정적인 증폭을 할 수 있다.

광섬유 증폭기 입력단에 레이저 빔을 입사시키기 위해 초점거리가 11 mm인 집속 렌즈를 이용하였고, 집속렌즈와 결합해주는 광섬유 케이블의 코어는 약 $6 \mu m$ 이었다.

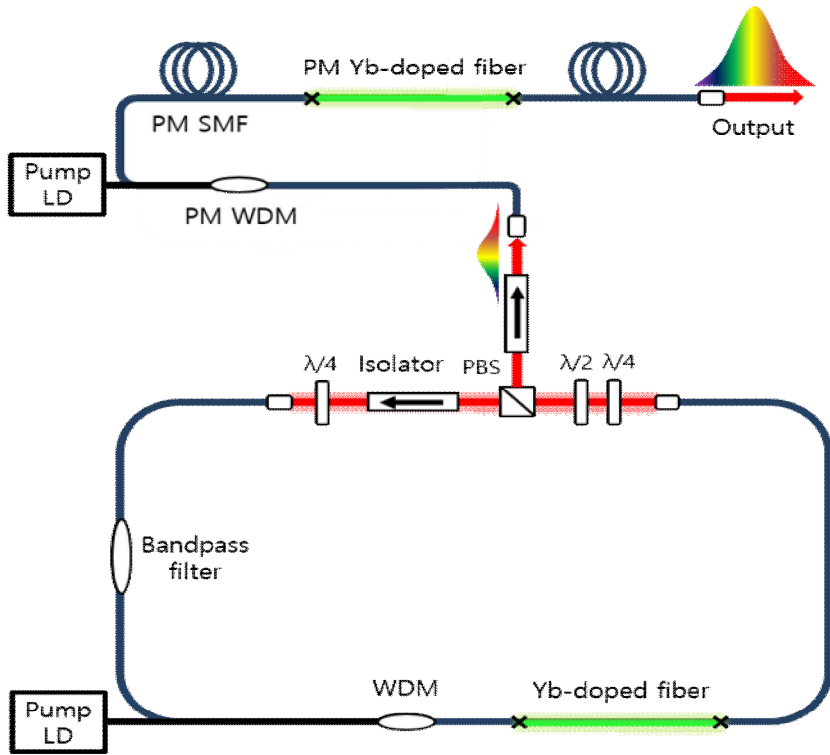


그림 3.13 본 연구에서 사용한 광섬유 증폭기 구조도

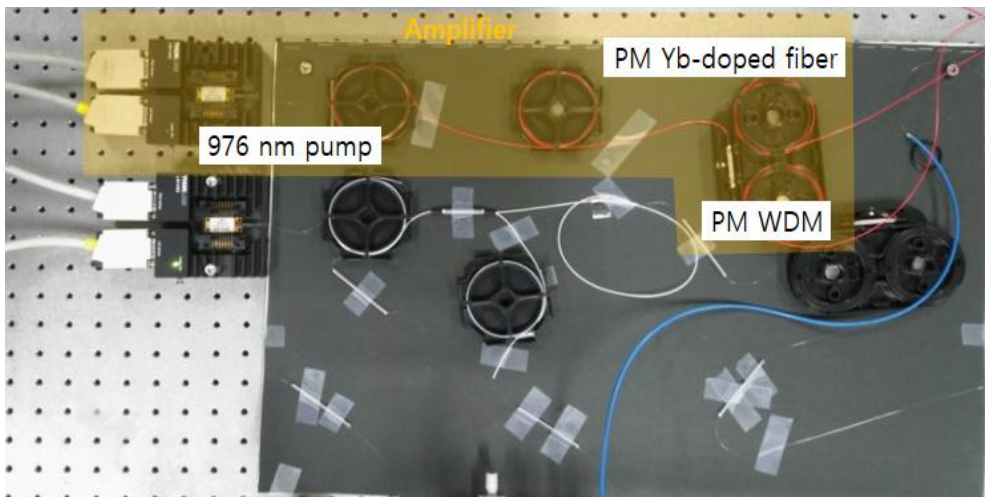


그림 3.14 본 연구에서 사용한 광섬유 증폭기 장치 사진

2. 광섬유 증폭기 출력 특성

그림 3.15는 광섬유 전치 증폭기의 출력 펄스 열을 나타내고 있다. 측정된 펄스 열로부터 모드 잠금된 펄스 간격은 약 37 ns이고, 반복률은 약 27 MHz로 측정되었다. 레이저 발진기와 마찬가지로 증폭기의 펌프파워를 증가시켜도 안정적인 모드 잠금된 펄스로 증폭되었다.

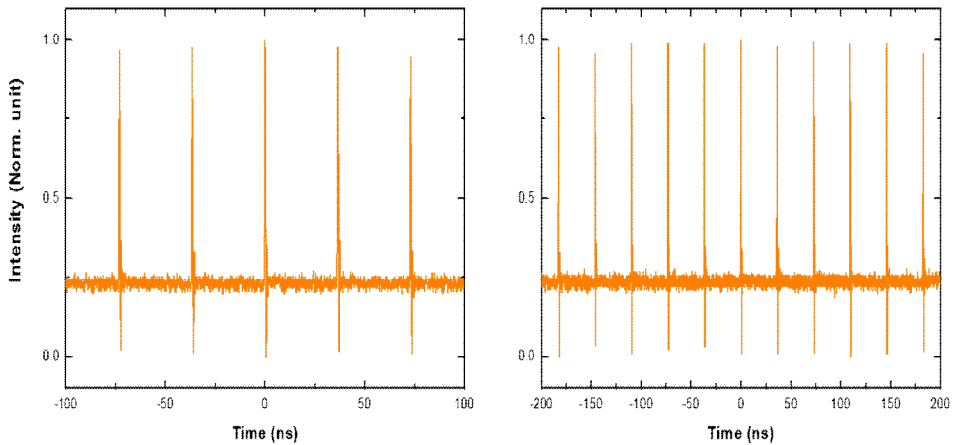


그림 3.15 광섬유 전치 증폭기 펄스 열

그림 3.16은 레이저 발진기의 출력을 레이저 증폭기에 입사시키기 위한 장치 구성도를 보여주고 있다. 레이저 빔이 편광 빔 분할기(PBS, Polarizing Beam splitter)에서 광 고립기(Optical isolator)를 통과 후 집속 렌즈를 통해 약 $6\ \mu\text{m}$ 의 광섬유 코아 내로 집속하게 되는데 이 때, 레이저 발진기에서 발생한 레이저 빔은 집속 손실에 의해 일부만 광섬유 코아로 전파하게 된다.

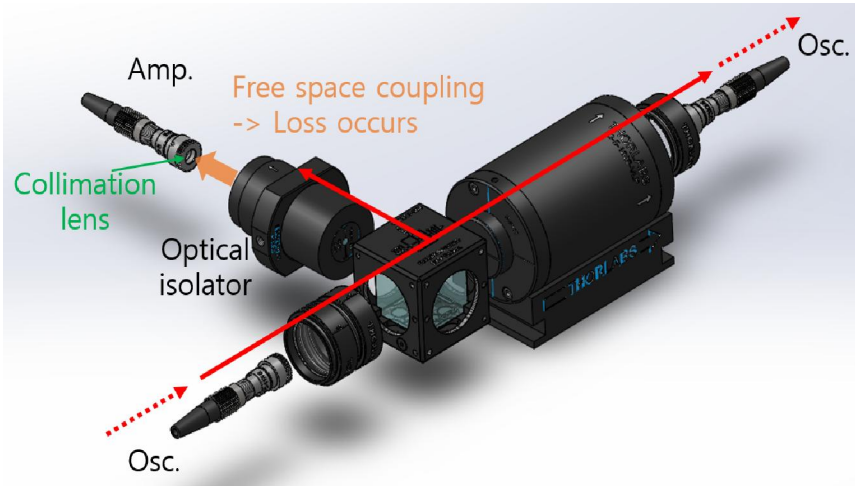


그림 3.16 자유 공간 결합손실 발생

집속 손실을 분석하기 위해 입사광이 가우시안 빔이라고 가정하였다. 레이저 발진기의 빔 직경(D)은 약 2 mm, 집속렌즈의 초점거리(f)는 11 mm, 레이저 중심파장이 $1.03 \mu\text{m}$ 일 때, 그림 3.17와 같이 광을 집속하면 광섬유 코아 지점에서 레이저 빔 직경은 약 $7 \mu\text{m}$ 이었다. 그러나 광섬유 코아의 직경은 $6 \mu\text{m}$ 이기 때문에 광섬유 코아에서 손실이 발생하였다.

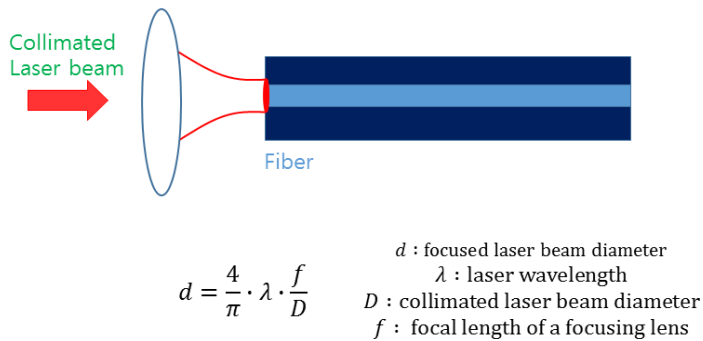


그림 3.17 자유 공간 결합 손실 발생 메커니즘

또한 광 고립기(Optical isolator)에서도 손실이 발생해서 레이저 발진기의 평균 출력 에너지는 4 nJ이었지만, 앞에 언급한 손실들로 인해 증폭단의 입력 에너지는

0.5 nJ이었다. 그리고 입력 에너지 0.5 nJ에 대하여 증폭실험을 한 결과 그림 3.18과 같이 펌프 파워를 증가시키면 시킬수록 증폭기 출력파워가 증가하는 것을 볼 수 있다. 이 때의 기울기 값은 0.16이었다. 증폭기의 펌프 파워는 레이저 다이오드, WDM 등 소자들의 손실 문턱 값을 고려하여 2 W 미만으로 실험하였다. 증폭기의 펌프 파워를 2 W로 했을 때, 증폭기의 측정된 출력 파워는 277 mW까지 측정되었으며 펄스당 10.3 nJ에 해당되는 값이다. 추후에 보다 더 짧은 초점거리를 갖는 집속렌즈를 이용해 자유 공간 결합 손실을 줄이고, 고효율 WDM을 사용할 경우 더 높은 출력을 얻을 수 있을 것으로 기대된다.

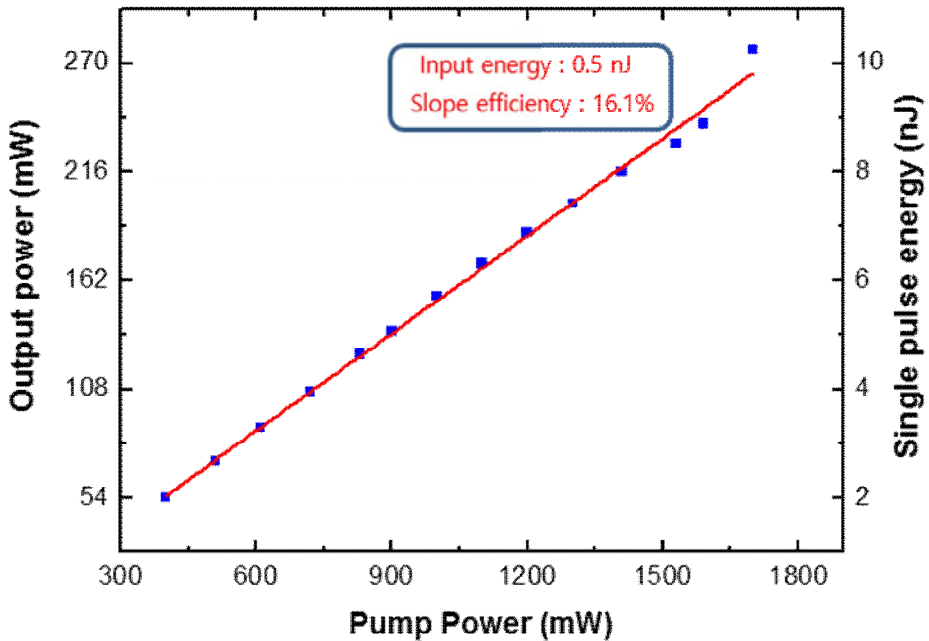


그림 3.18 광섬유 증폭기 출력

그림 3.19은 출력 스펙트럼 특성을 보여주고 있다. 스펙트로미터로 측정된 밴드 폭은 약 8 nm 까지 측정되었고, 레이저 출력에서 펌프 광은 관측되지 않았으며, 레이저 발진기와 마찬가지로 증폭기의 펌프 파워를 증가시켜도 스펙트럼 형태가 일정하고 안정적으로 관측되었다.

그림 3.20은 광섬유 증폭기 펌프단의 레이저 다이오드의 문턱 값에서의 스펙트럼과 레이저 발진기의 스펙트럼을 비교한 그래프이다. 전반적으로 같은 스펙트럼 형태에서 강도만 강해지는 것을 확인할 수 있었다. 그리고 광섬유 증폭기와 레이저 발진기의 출력 스펙트럼의 단파장 부분이 전체적으로 올라가는 경향이 있었다.

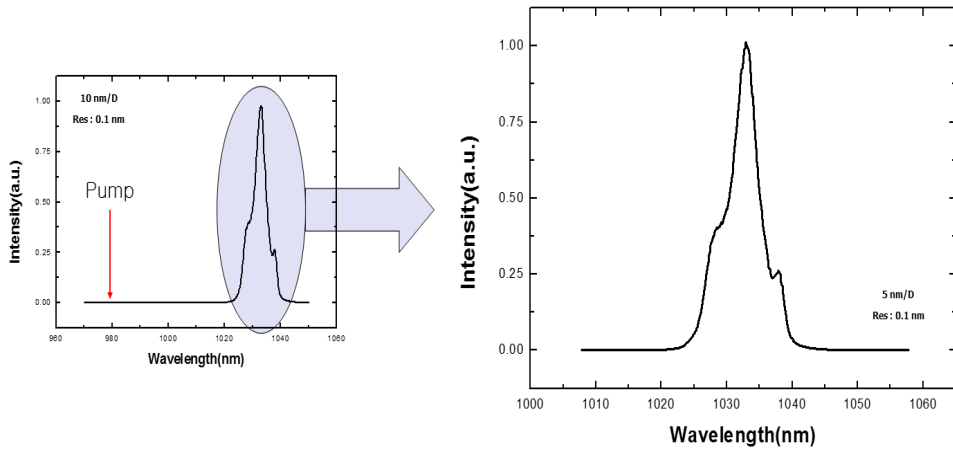


그림 3.19 스펙트로미터로 측정된 스펙트럼

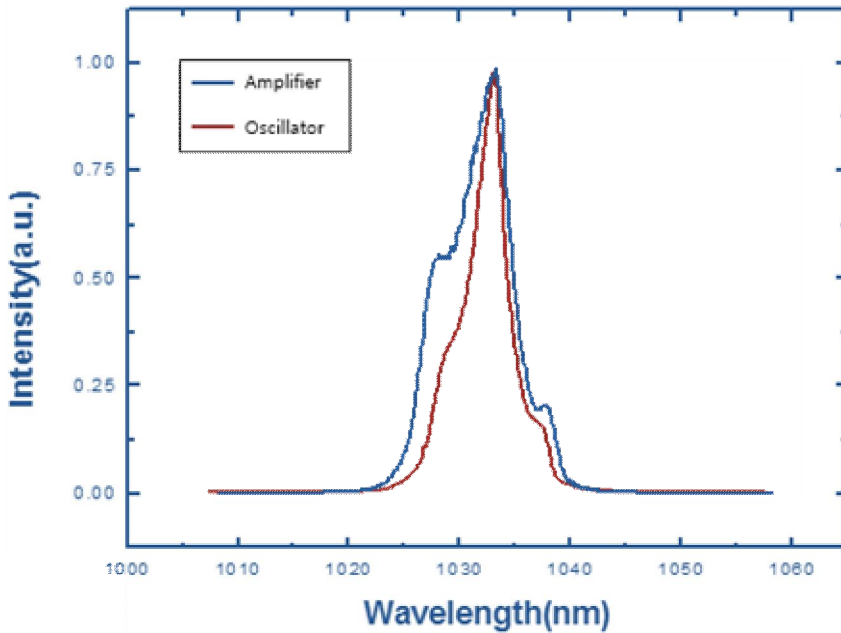


그림 3.20 광섬유 전치 증폭기와 레이저 발진기 스펙트럼

제3절 레이저 펄스 압축기 구성 및 펄스 폭 측정

1. 회절 격자쌍을 이용한 펄스 압축 장치 원리

그림 3.21은 회절 격자쌍을 이용하여 펄스 압축하는 원리를 보여준다. 입력 펄스는 회절 격자(Grating 1)에 의해 펄스가 시간적으로 확장이 된다. 이후 평행하게 놓여있는 회절 격자(Grating2)에 의해 확장된 펄스가 평행광으로 전파하게 되고, 고반사 거울(Mirror)에 의해 되반사되어 다시 회절 격자쌍으로 돌아와 펄스 압축을 이룬다.

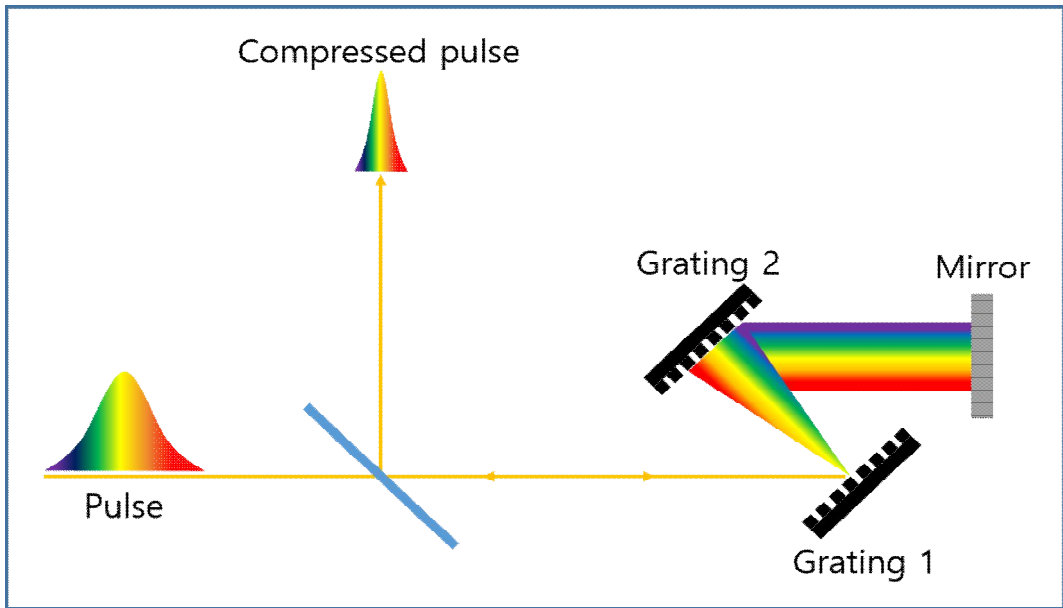


그림 3.21 회절 격자쌍을 이용한 펄스 압축 원리

펄스 압축을 하기위해 펄스 확장 과정에서 회절 격자(Grating 1)에 의해 단파장과 장파장의 광 경로차가 발생하게 된다. 두 파장에 대한 광 경로차는 그림 3.22와 같이 나타낼 수 있다.

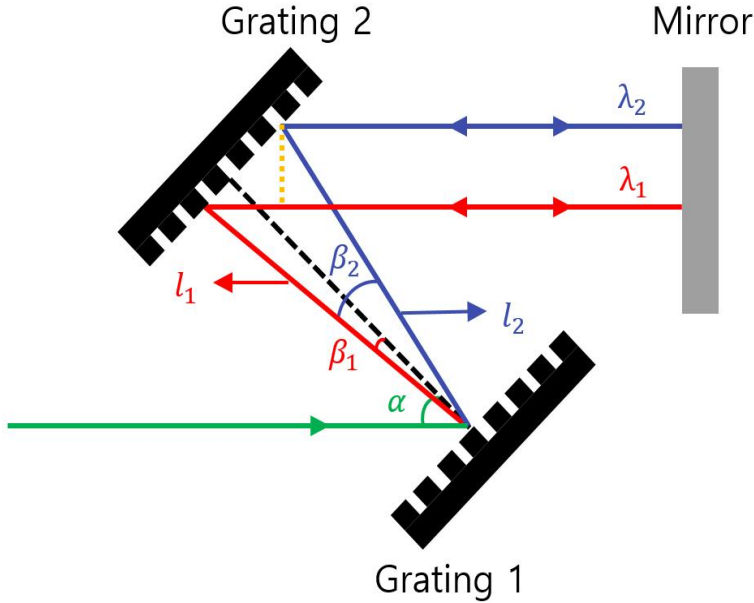


그림 3.22 회절 격자에 의한 광 경로차 발생

회절 격자(Grating 1)에 레이저 빔이 입사되고 파장별로 회절이 일어나고, 각 파장이 겪는 광 경로차는 다르게 된다. 그림 3.22에서 점선을 기준으로 거울(Mirror)까지의 광 경로는 동일하게 되므로, λ_1 과 λ_2 의 광 경로를 각각 l_1 , l_2 라고 할 수 있다. 회절 격자(Grating 1)에 대해 레이저 발진기의 펄스의 입사각이 α , 회절된 두 광의 회절각은 각각 β_1 , β_2 , 회절 격자 간격을 d , 평행하게 놓여져 있는 회절 격자 쌍 사이의 거리를 D 라고 하면, 단파장과 장파장의 광 경로차를 기하학적으로 계산할 수 있으며 식 (3.3)과 같다.

$$\Delta l = \frac{1 - \sin\alpha - \lambda/d}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{2d} \cdot \sin\alpha\right)^2\right]^{3/2}} \cdot \Delta\lambda \cdot \frac{D}{d} \quad (3.3)$$

식 (3.3)은 입력 펄스가 선형 처프된 펄스라고 가정을 하고 계산한 결과이다. 여기서 λ 는 레이저 발진기의 중심 파장, $\Delta\lambda$ 는 선형 처프된 펄스 선폭이다. 그리고 광 경로차(Δl)와 선형 처프된 펄스의 선폭($\Delta\lambda$)을 통하여 펄스 폭을 구할 수 있으며

식 (3.4)와 같다.

$$\Delta t = \frac{2 \cdot \Delta l}{c \cdot \Delta \lambda} \cdot \Delta \lambda \tag{3.4}$$

펄스 폭을 측정된 이후 회절 격자쌍 사이의 거리 변화에 따른 펄스 폭 변화를 조사하기 위해 식(3.3)과 (3.4)를 이용하여 펄스 압축을 위해 입사각에 따른 회절 격자쌍 사이의 거리 변화에 대한 선형 처프된 펄스 선평($\Delta\lambda$) 대비 펄스 압축기의 광 경로차(Δl)를 계산 하였다. 계산 결과는 그림 3.23과 같다.

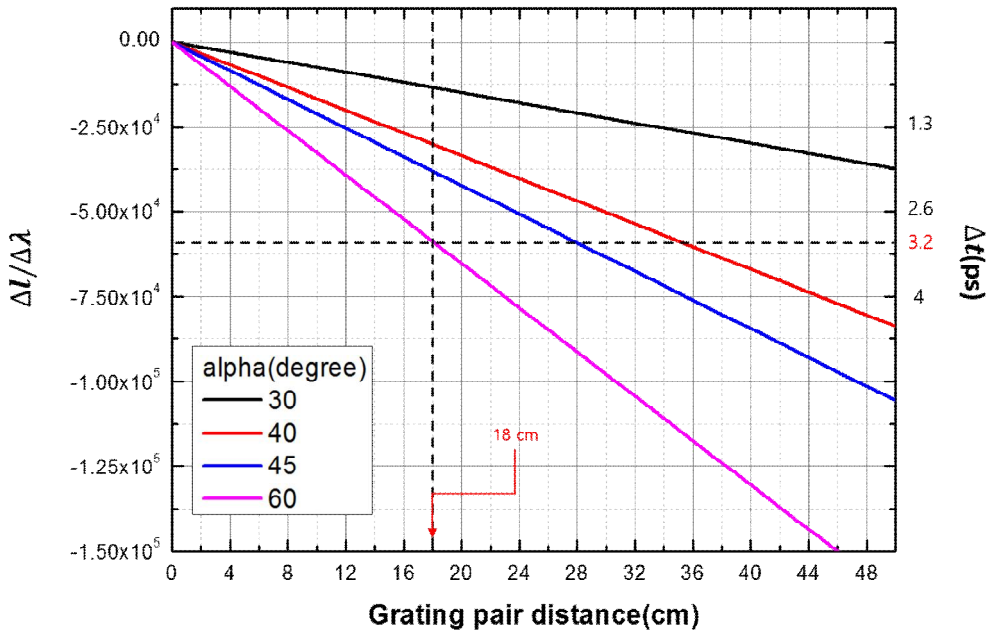


그림 3.23 회절 격자쌍 사이 거리 변화에 대한 선형 처프된 펄스 선평 대비 펄스 압축기의 보상길이 상관관계

그림 3.24는 회절 격자쌍을 이용하여 펄스 압축기 구성과 실제 연구에 사용한 펄스 압축기 장치를 보여주고 있다. 압축된 펄스의 펄스 폭을 측정하기 위해 자기 상관관계에 레이저 빔을 입사 시켜 광학 정렬을 통해 펄스 폭을 측정 하였다.

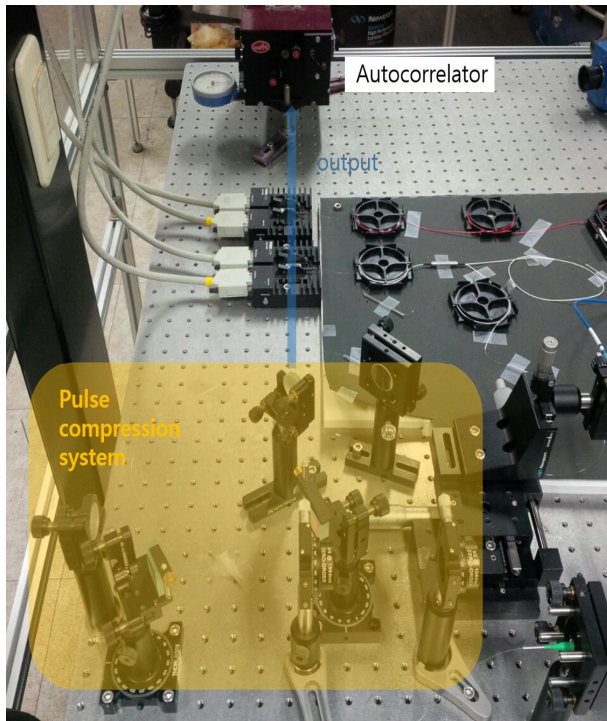
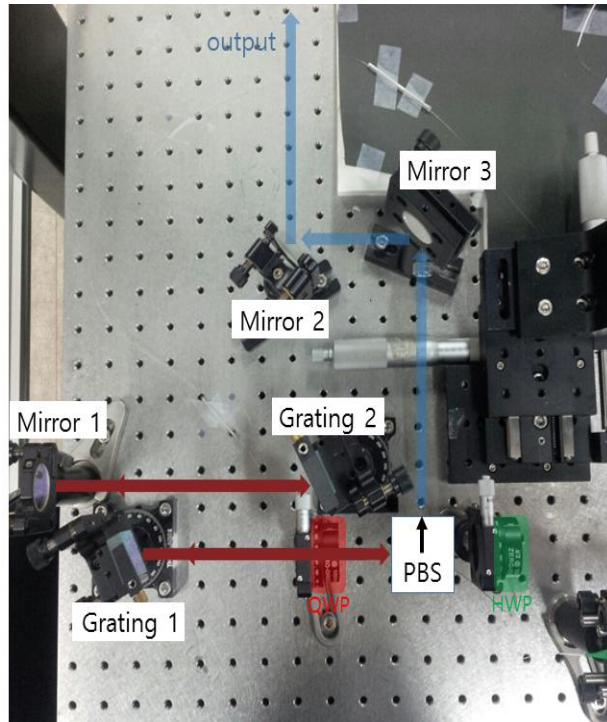


그림 3.24 본 연구에서 사용한 회절 격자쌍을 이용한 펄스 압축 장치 사진

2. 펄스 폭 측정

레이저 발진기에서 처프된 펄스를 압축하기 위해 그림 3.24와 같이 장치를 구성하였으며, 실험에 사용된 회절격자의 간격은 600 groove/mm 이고, 레이저 발진 중심 파장이 1033 nm 일 때, 앞의 식 (3.3)을 이용하여 레이저 빔의 경로 차(Δl)를 계산하였다. 그리고 그림 3.25는 이 광자 흡수 자기 상관계(AA-10D)를 이용해 측정한 자기 상관 신호이다. 그러나 신호결과는 예측했던 간섭형 자기 상관 결과를 얻지 못했다. 따라서 간섭형 광 세기 자기 상관 이론으로 펄스 폭을 계산하지 못하고 간단하게 측정된 신호의 가간섭거리를 이용해 펄스 폭을 구했다. 그에 관한 식은 (3.5)와 같다.

$$\Delta t = \frac{2\Delta L}{c} \quad (3.5)$$

다음 식 (3.5)에서 ΔL 은 측정된 신호의 가간섭거리이며, 측정 결과 본 연구에서 제작한 ANDi 레이저 발진기에서의 ΔL 은 약 300 μm 로 측정되었으며 이 때, 가간섭길이로 계산된 펄스 폭은 약 2.5 ps로 계산되었다. 그러나 ANDi 레이저의 출력은 선형 처프된 펄스이기 때문에 펄스 폭은 2.5 ps보다 클것으로 보인다.

회절 격자쌍 사이의 거리를 변화시키면서 가간섭거리를 측정하며 펄스 폭 변화를 측정하였다. 그림 3.23에서 입사각에 따라 기울기 변화율이 다르므로 기울기가 완만한 값을 갖는 입사각을 선택하여 회절 격자쌍 사이의 거리변화를 통해 펄스 폭 제어를 하는게 수월하지만 광학 테이블에 설치 되어있는 시스템의 구조적 문제로 입사각을 60°로 구성하여 가간섭거리를 구하였다.

그림 3.26은 레이저 발진기의 입사각이 60° 일 때, 회절 격자쌍 사이의 거리변화에 따른 펄스 폭 변화를 나타내고 있다. 회절 격자쌍의 거리 변화에 따른 가간섭거리 (ΔL)는 최소 75 μm , 최대 128 μm 범위까지 측정하였고, ΔL 이 75 μm 이면 500 fs의 펄스 폭에 해당된다.

측정된 최소 펄스 폭 영역에서는 펄스 압축이 완전히 이루어져 처핑효과가 사라졌다고 가정하면 가간섭거리를 이용한 펄스 폭 측정은 어느정도 정확하다고 할 수 있다. 이 조건에서 펄스 압축기의 파라미터가 그림 3.23과 그림 3.26의 결과를 이용하면 압축되기 전의 초기 ANDi 레이저의 펄스 폭은 약 3.2 ps정도이다. 단순 가간섭길이로 계산된 펄스 폭보다 큰 값을 가지고 있음을 알 수 있다.

또한 펄스 폭을 최소화 하기 위해 구성된 회절 격자쌍 사이의 거리는 18 cm이었으며, 더 짧은 회절 격자쌍 사이거리에서는 선형적으로 펄스 폭의 변화가 측정되었고, 반면에 더 긴 회절 격자쌍 사이거리에서는 선형적인 펄스 폭 변화가 측정되지 않았다. 이는 선형 처프된 펄스라고 가정하였지만, 레이저 발진기에서 비선형 효과로 인한 고차 항의 영향이라고 판단된다.

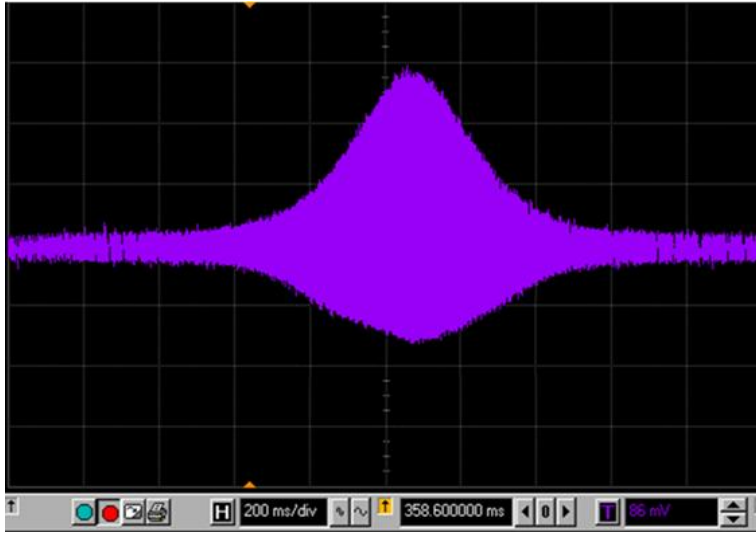


그림 3.25 이 광자 흡수 자기 상관관계의 신호

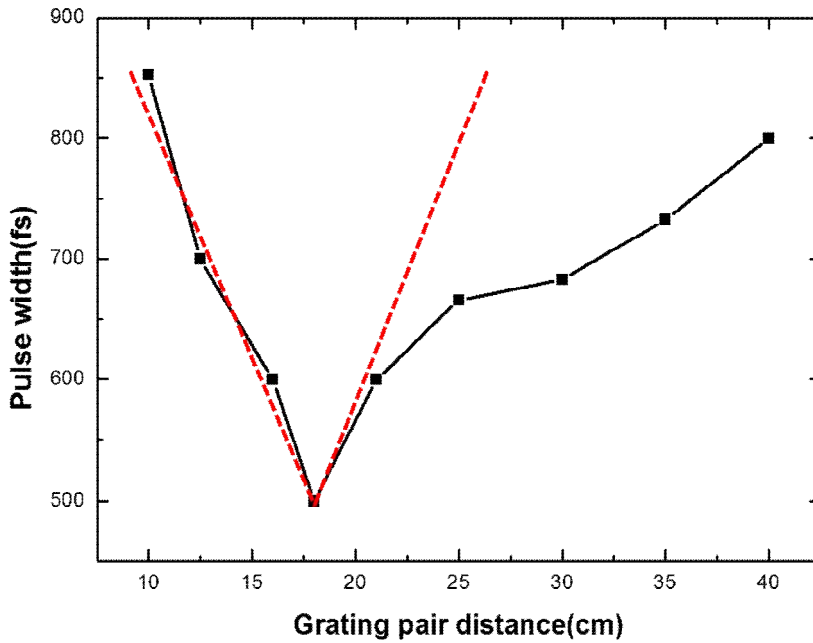


그림 3.26 회절 격자쌍 사이의 거리 변화에 따른 펄스 폭 변화

제4절 제안된 빔 결합기의 출력 특성

1. 수동형 빔 결합기 원리

그림 3.27은 본 연구에서 제안한 빔 결합기의 구조도를 보여주고 있다. 최초 레이저 발진기에서의 레이저 빔을 빔 결합기에 입사하기 위하여 광 고립기와 1/2 파장판을 통하여 45도로 편광되도록 하였다. 편광 빔 분할기(PBS)에서 수평 편광(P-pol) 펄스는 그대로 통과하게 되고 동시에 수직 편광(S-pol) 펄스는 편광 빔 분할기에서 반사되어 1/4 파장판과 거울(M1)을 통하여 수평 펄스로 변환이 된다. 그 이후 다시 편광 빔 분할기를 통과하고 1/4파장판과 거울(M2)를 통해 수직 펄스로 변환 되어 다시 PBS에서 반사되어 먼저 PBS를 통과했던 수평 펄스보다 시간 지연되어 진행하게 된다.

그렇게 시간 영역으로 분할된 두 펄스는 광섬유 증폭기에서 먼저 증폭이 되고 파라데이 회전자(FR : Faraday Rotator)와 거울(M3)을 통해 편광이 90도 회전 후 반사된다. 반사된 펄스들은 광섬유 증폭기에서 다시 증폭이 된다. 이중 경로 증폭이 된 이후 분할된 두 펄스는 다시 한번 편광 빔 분할기에서 수평 펄스는 그대로 통과하고 동시에 수직 펄스는 반사 이후 1/4파장판과 M1, M2를 통과 후, 최종적으로 수직 펄스로 변환 되고 이 과정에서 두 펄스 사이의 시간지연은 상쇄되어 자동으로 빔 결합이 이루어진다.

빔 결합기는 기본적으로 이중 경로 증폭기를 이용해 분할된 빔들이 되반사되어 빔 결합이 이루어지도록 하기 때문에 각 레이저 펄스의 이중 경로 증폭에 대한 반전 밀도 분포 특성을 고려해야만 빔 결합기의 성능을 향상시킬 수 있다.

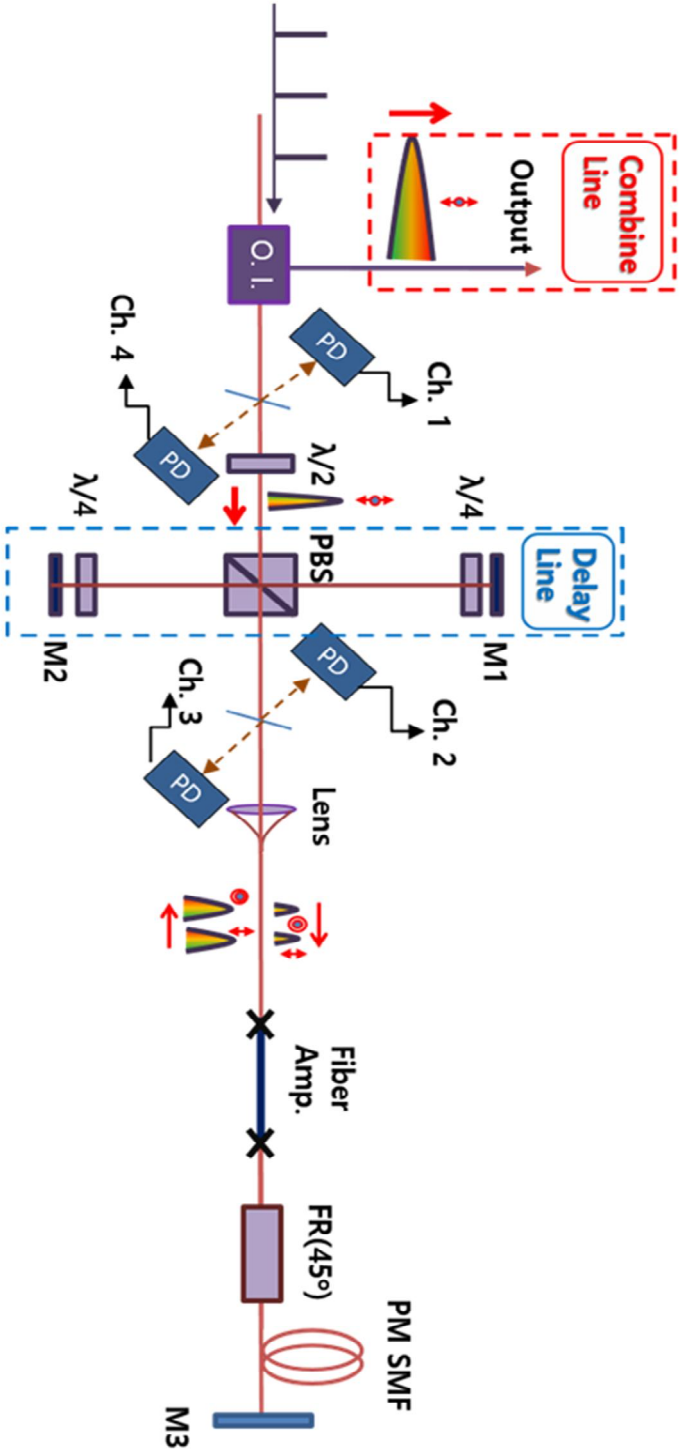


그림 3.27 본 연구에서 제안한 빛 분할/결합기 구조도

FR : Faraday Rotator, PD : Photo diode, PBS : Polarizing Beam Splitter, O.I : Optical isolator, $\lambda/2$: Half wave plate, $\lambda/4$: Quarter wave plate, M1, M2, M3 : Mirrors, PM SMF : Polarization Maintaining Single Mode Fiber

2. 이중 경로 증폭기에서의 반전 밀도 분포

그림 3.28은 이중 경로 증폭기에서의 반전 밀도 분포 특성을 보여주고 있다. 그림 3.28(a)는 최초 빔 결합기의 입력 신호로 쓰이는 레이저 발진기의 펄스 열 간격은 37 ns일 때, 반전 밀도 분포를 보여주고 있다. 간섭계 구조에서 암(arm)을 통해 시간지연이 된 두 펄스는 광섬유 증폭기에 들어가게 되고, 파라데이 회전자와 거울을 통해 편광상태가 뒤바뀐 펄스들이 다시 반대의 경로로 증폭기에 들어가 이중 경로 증폭이 된다. 이 과정에서 최초 광섬유 증폭기로 들어오는 펄스 열과 다시 반사되어 증폭기로 들어오는 펄스 열이 시간적으로 겹치지 않도록 만들어야만 이득 매질에서 균일한 증폭이 이루어지게 된다. 그림 3.28(b)는 광섬유 증폭기로 들어오는 펄스들과 다시 되돌아오는 펄스들이 등 시간 간격으로 배치하였을 때, 반전 밀도 분포 특성을 보여주고 있다. 등 시간 간격으로 배치함으로써 분할된 펄스들이 이중 경로를 겪음에도 불구하고 시간적으로 겹치지 않고, 이득매질에서 균일한 증폭이 될 수 있다. 하지만 그림 3.28(c)는 비 대칭 시간 지연을 갖는다고 가정하였을 경우이다. 이런 경우에는 이득매질에서 불균일한 증폭이 이루어지게 되어 빔 결합이 잘 이루어지지 않게 된다.

따라서 들어가는 펄스들과 다시 나오는 펄스들을 광섬유 증폭기에서 이득 매질의 균일한 증폭을 위하여 등 간격으로 시간 지연이 되어야 한다. 그러기 위해서는 입력 신호의 펄스 열 간격이 37 ns이기 때문에, 펄스들 간의 약 9 ns 시간 지연이 되어야 한다. 빔 결합기는 기본적으로 마이켈슨 간섭계 구조이기 때문에 두 개의 암 (arm)으로 인하여 경로차가 발생하게 되고, 시간지연이 된다. 따라서 제안한 빔 결합기에서 시간 지연은 다음 식 (3.6)과 같다.

$$\Delta t = \frac{2(L_1 + L_2)}{c} \quad (3.6)$$

여기서 L_1 은 편광 빔 분할기에서 M1까지의 거리, L_2 는 편광 빔 분할기에서 M2까지의 거리, c 는 광속이다. $L_1 + L_2$ 는 수평펄스와 수직펄스의 광 경로차가 되고, 식 (3.6)을 이용하여 계산하면 9 ns의 시간지연에 대해서 광 경로차는 2.7 m이다.

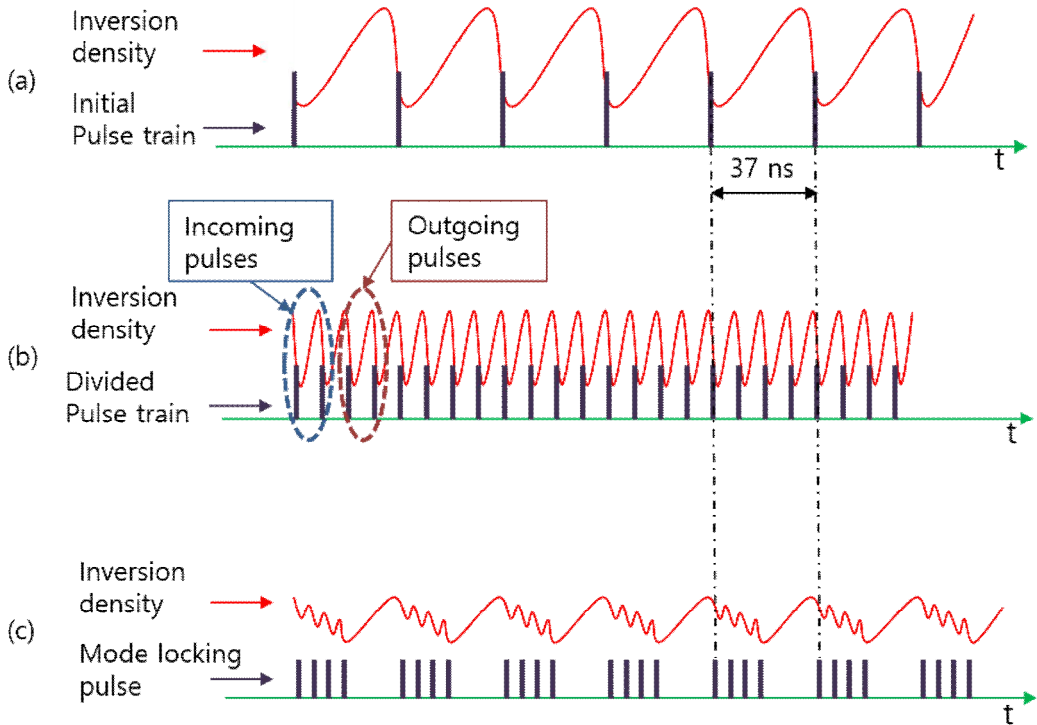


그림 3.28 이중 경로 증폭기에서의 반전 밀도 분포 특성

- (a). 최초 레이저 발진기에서의 반전 밀도 분포, (b). 등 간격 시간 지연 후 펄스 증폭, (c). 비 대칭 시간 지연 후 펄스 증폭

3. 수동형 빔 결합기 구성 및 출력 특성

그림 3.29는 본 연구에서 빔 결합 연구를 수행하기 위하여 장치한 수동형 빔 결합기의 장치도를 보여주고 있다. 분할된 펄스의 시간 지연을 이중 경로 증폭기의 반전 밀도 특성을 고려하여 9 ns로 하기 위해 간섭계 구조에서 암(arm) 한쪽의 경로를 고반사율 거울을 통하여 광 경로를 꺾어서 구성하였다. 그림 3.28과 같이 구성하였을 때, 실제 광 경로차는 약 2.66 m이었다. 이론값인 2.7 m와의 차이는 빔 분할 구역에서의 각 파장판과 렌즈의 굴절률로 인한 차이이다.

광섬유 증폭기와 파라데이 회전자는 모두 편광유지형의 광섬유를 이용하였고, 분할된 두 개의 펄스 중 수직 펄스는 7 mW, 수평 펄스는 8 mW로 측정되었으며, 분할되어 광섬유 증폭기에 입력되는 총 파워는 약 15 mW, 펄스 에너지로는 0.5 nJ이다. 그리고 빔 결합기에서의 각 위치에 대해서 펄스 열을 실시간으로 확인하기 위해 그림 3.26과 같이 1/2 파장판 앞과 편광 빔 분할기 뒤에 얇은 유리판을 특정 각도(23°)로 두었다. 포토다이오드 검출기와 오실로스코프로 측정한 각 펄스 열은 그림 3.30와 같다.

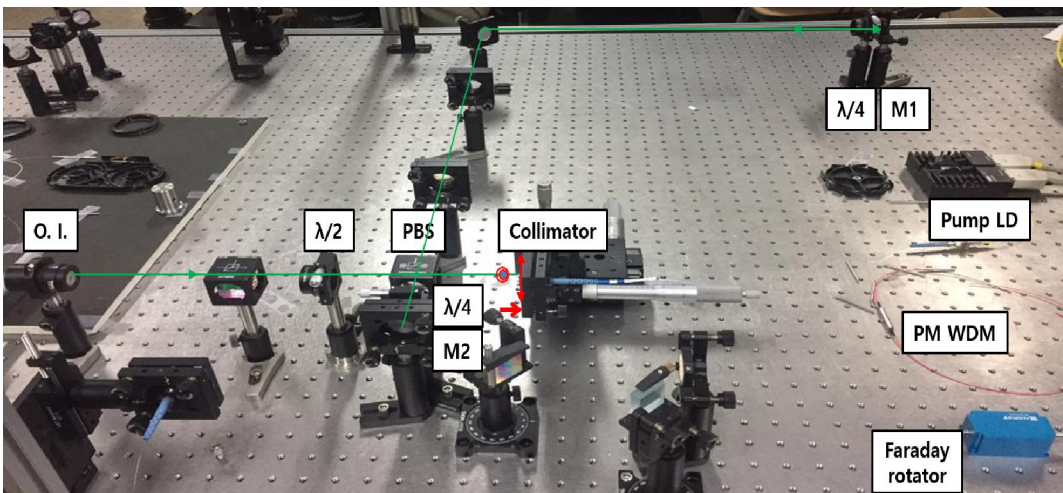


그림 3.29 본 연구에서 제안한 수동형 빔 결합기 장치 사진

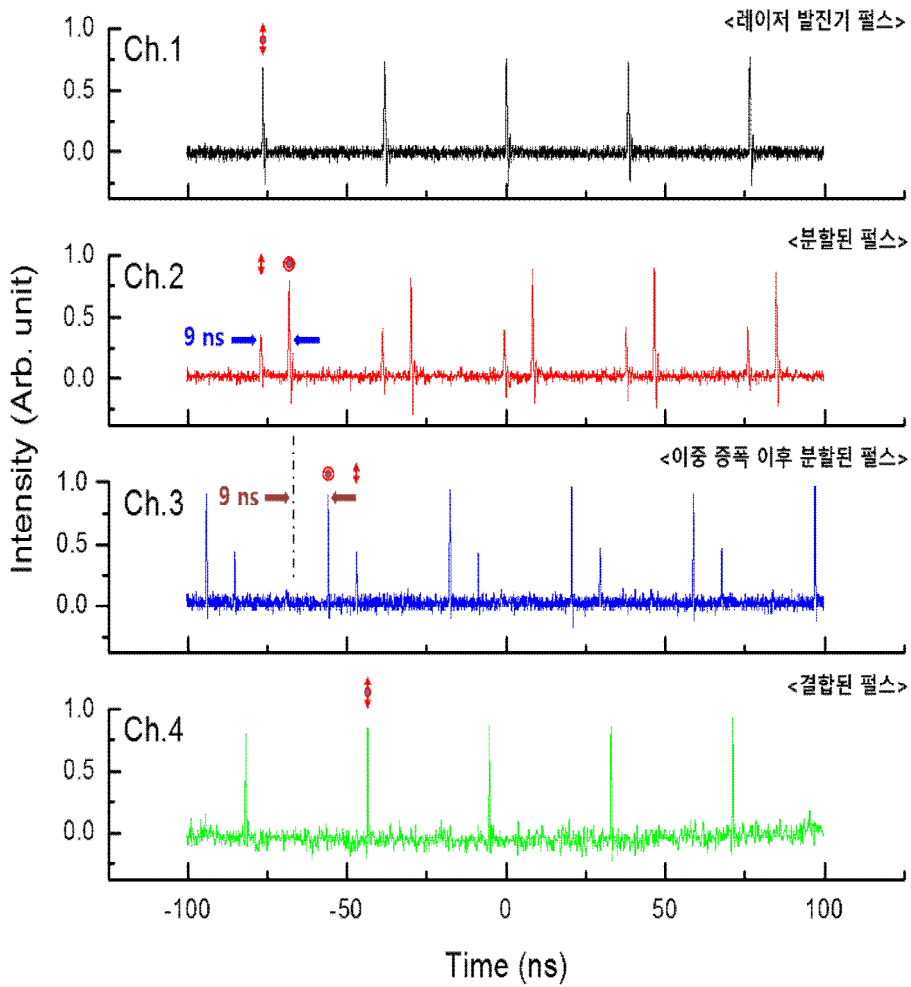


그림 3.30 빔 결합기에서 각 위치에 대한 펄스 열

그림 3.30와 같이 레이저 발진기로부터 분할된 펄스의 시간 지연은 9 ns로 측정되었으며, Ch.2 신호와 이중 증폭 이후 분할된 펄스(Ch.3)의 시간 지연 마찬가지로 9 ns로 측정되었으며, 이후 다시 결합된 펄스(Ch.4)는 레이저 발진기와의 같은 펄스 간격이었다. 실제 측정된 수직 펄스와 수평 펄스의 비율은 거의 1:1 이었지만, Ch.2와 Ch.3 신호에서 펄스의 상대적인 크기가 다른 이유는 빔 결합기에서 각 위치에 대하여 펄스 열을 관측하기 위해 각 위치에 특정 각도(23°)로 둔 얇은 유리판에 대해 분할된 펄스의 편광 상태에 따른 반사율이 다르기 때문이다. 그림 3.31는 편광 상태에 따른 반사율을 보여주고 있으며 외부, 내부 반사에 대해 보여주고 있다. 그림 3.30은 우리가 사용한 유리판의 각도가 23도에서 수평과 수직 편광에 대해 1:2.2의 차이를 보여준다.

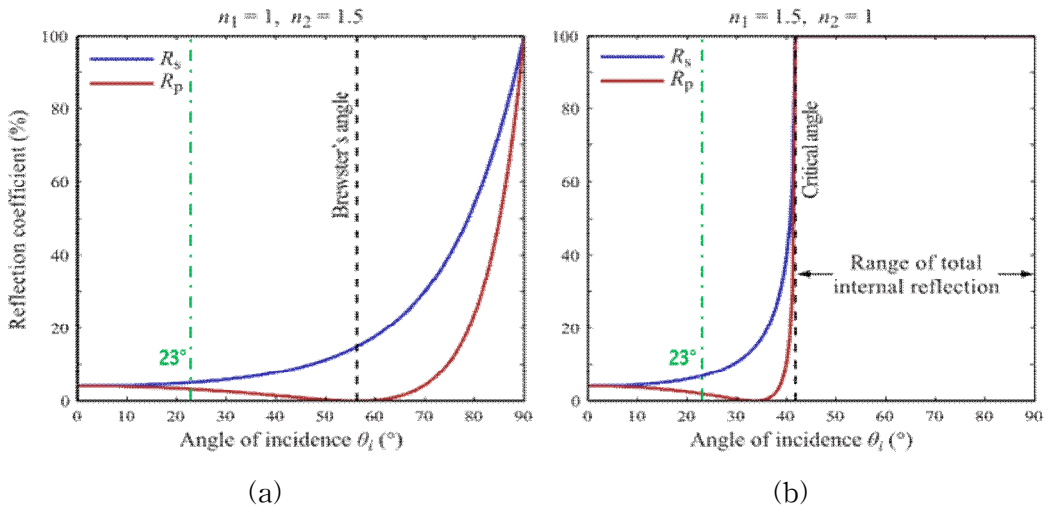


그림 3.31 편광 상태에 따른 외부, 내부 반사율
(a). 외부 반사, (b). 내부 반사

이중 증폭 이후 결합된 펄스와 증폭된 후 결합되기 전 각 단일 펄스의 출력 비교는 그림 3.32에 나타내었다. 단일 펄스에 대한 s-pol 또는 p-pol 증폭을 측정하기 위해 편광 빔 분할기 앞에 위치한 1/2 파장판을 조절하여 선택적으로 s-pol, p-pol 펄스만을 선택하였다. 입사빔의 세기를 빔 분할된 펄스들의 세기와 동일하게 하기 위해 1/2 파장판에 의해 선택된 편광된 빔의 세기는 절반 값으로 감쇠시켰다. 빔의 세기를 절반 값으로 줄이기 위해 50:50 빔 분할기를 사용했지만, 분할기의 손실에 의해 추가적인 입사 빔 세기의 감쇠가 발생했다. 결합된 펄스의 출력 에너지는 단일 펄스의 각각의 출력에너지의 약 2배 정도 되었다.

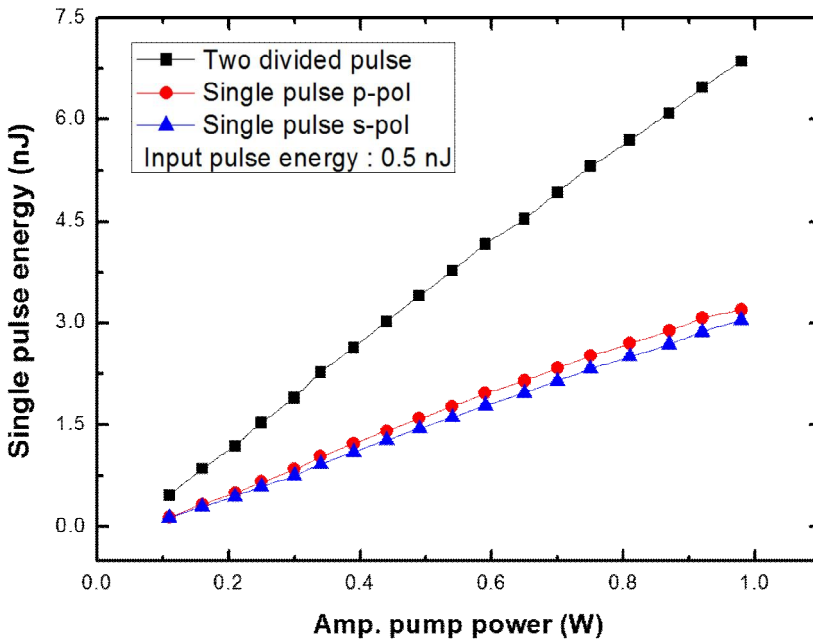
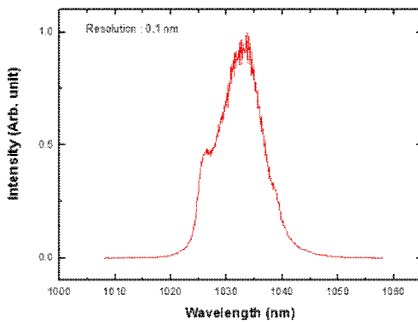
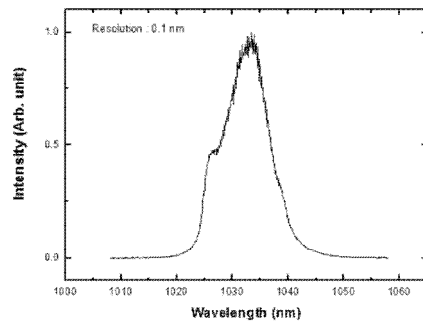


그림 3.32 이중 증폭 이후 출력

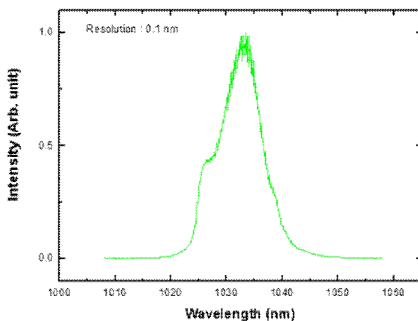
결합된 펄스의 빔 결합 정도를 분석을 하기 위하여 결합된 펄스와 단일 펄스의 스펙트럼비교와 광 세기 자기 상관계를 이용하여 자기 상관 신호를 측정하여 비교를 하였다. 그림 3.33는 단일 펄스와 결합된 펄스의 이중 증폭 이후 스펙트럼을 보여주고 있다. 광섬유 증폭기의 펌핑 파워가 550 mW이었을 때, 모드 잠금된 펄스는 안정적으로 발진 되었으며, 그림 3.32(d)와 같이 단일 펄스와 결합된 펄스의 전반적인 스펙트럼 형태는 동일했다. 그리고 출력 펄스 에너지는 수평 펄스는 1.7 nJ, 수직 펄스는 1.6 nJ, 결합된 펄스는 3.7 nJ로 측정되었다. 증폭 이후 스펙트럼의 잡음 (noise)과 같은 현상은 비선형 효과의 고차항에 대한 영향이라고 판단된다.



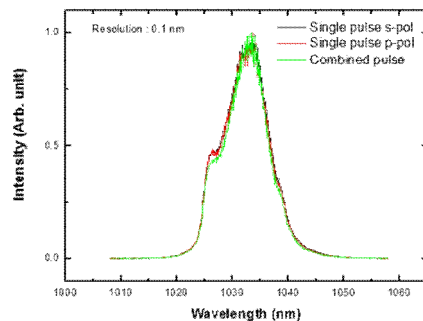
(a)



(b)



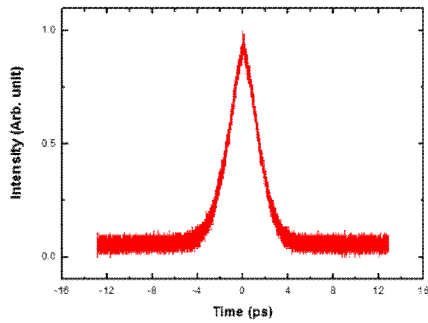
(c)



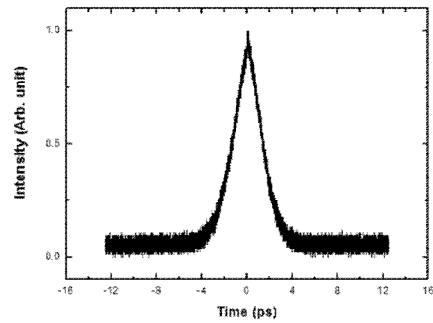
(d)

그림 3.33 이중 증폭 이후 단일 펄스와 결합된 펄스의 스펙트럼
 (a). 단일 펄스(p-pol)의 스펙트럼, (b). 단일 펄스(s-pol)의 스펙트럼,
 (c). 결합된 펄스의 스펙트럼, (d). 단일, 결합된 펄스의 스펙트럼 비교

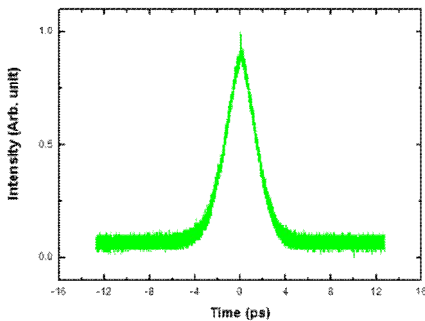
그림 3.34는 결합된 펄스와 단일 펄스의 광 세기 자기 상관 신호(Intensity Autocorrelation)를 보여주고 있다. 자기 상관 신호를 측정하기 위하여 광 세기 자기 상관계와 오실로스코프를 이용하였고, 결합된 펄스와 단일 펄스의 자기 상관 신호는 그림 3.34(d)와 같이 거의 동일하게 나타났고, 신호의 반치 폭이 약 1% 이하의 차이가 났다. 가우시안 펄스(Gaussian pulse)형태라고 가정하고 이 결과를 이용하면 펄스 폭은 4 ps이었다.



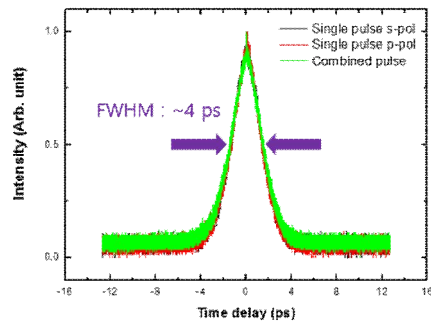
(a)



(b)



(c)



(d)

그림 3.34 이중 증폭 이후 단일 펄스와 결합된 펄스의 자기 상관 신호
 (a). 단일 펄스(p-pol)의 자기 상관 신호, (b). 단일 펄스(s-pol)의 자기 상관 신호,
 (c). 결합된 펄스의 자기 상관 신호, (d). 단일, 결합된 펄스의 자기 상관 신호 비교

4. 빔 결합 분석을 위한 광 세기 자기 상관 신호 모델

스펙트럼과 자기 상관 신호의 비교분석 결과 거의 동일했지만, 자기 상관 신호의 펄스 폭이 1% 발생을 가정했을 때, 결합된 펄스의 파형 변화를 간단한 광 세기 자기 상관 신호 모델을 통해 비교 분석해 보았다. 레이저 발진기의 펄스를 처핑된 가우시안 펄스로 가정하면 다음 식 (3.7)으로 나타낼 수 있다.

$$E(t) = E_0 e^{-2\ln(2)\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2} \cdot e^{i(\omega_0 t + at^2 + bt^3 + \phi)} \quad (3.7)$$

여기서, $2 \cdot a$ 는 선형 주파수 변화율, b 는 비선형 주파수 변화율, ϕ 는 위상 지연 값이다. 식 (3.7)로 정의된 펄스가 분할되고, 다시 결합되면 식 (3.8)로 나타낼 수 있다.

$$E(t) = E_{01} e^{-2\ln(2)\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2} \cdot e^{i(\omega_0 t + a_1 t^2 + b_1 t^3 + \phi_1)} + E_{02} e^{-2\ln(2)\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2} \cdot e^{i(\omega_0 t + a_2 t^2 + b_2 t^3 + \phi_2)} \quad (3.8)$$

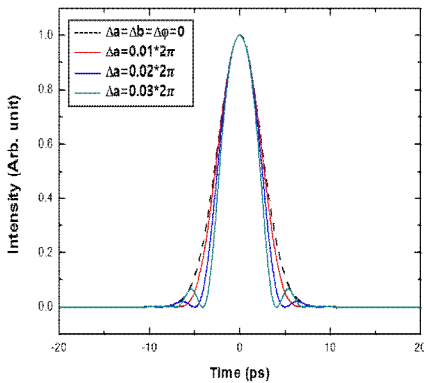
여기서 분할된 펄스의 각각의 진폭 E_{01} , E_{02} 는 같다고 가정하면, 최종적으로 식 (3.8)을 광 세기로 표현하게 되면 다음 식(3.9)로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
 I(t) &= |E(t)|^2 \\
 &= I_0 e^{-4\ln(2)\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2} \cdot (1 + \cos(\Delta at^2 + \Delta bt^3 + \Delta \phi))
 \end{aligned} \quad (3.9)$$

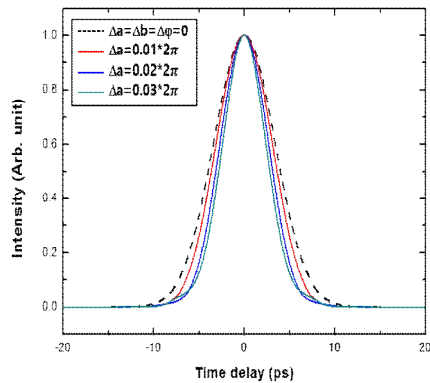
여기서 $2 \cdot \Delta a$ 는 선형 주파수 변화율 차이, Δb 는 비선형 주파수 변화율 차이, $\Delta \phi$ 는 위상 지연 값의 차이이다. 만약에, 빔 결합기에서 빔을 분할하고 결합 하는 과정에서 펄스들이 광섬유 내에서 서로 다른 비선형 효과와 추가적인 위상지연을 겪게 된다면 식(3.8)에서 선형, 비선형 주파수 변화율과 위상 지연 값이 달라질 것이

다. 그렇게 되면 결합된 펄스의 광세기를 나타내는 식 (3.9)에서 코사인 함수의 변조 향이 결합된 광세기 분포에 영향을 줄 것이다. 이것은 다시 광세기 자기 상관 신호에 영향을 주게 된다. Δa , Δb , $\Delta\phi$ 가 광세기 자기 상관 신호에 주는 영향을 분석하기 위해 크게 3 가지 부류의 Δa , Δb , $\Delta\phi$ 의 변화에 대해 조사하였다.

첫 번째로는 선형 주파수 변화율 차이($2\cdot\Delta a$)를 변화시키고, 비선형 주파수 변화율 차이(Δb)와 위상 지연 값의 차이($\Delta\phi$)는 없다고 가정하고 0으로 고정하였다. 그 결과는 그림 3.35에 나타내었다. Δa 의 값이 올라갈수록 광 세기 분포가 변형되고, 자기 상관 신호도 변하였다. Δa 의 값이 커질수록 펄스 폭이 좁아지는 경향을 보였으며, 자기 상관 신호의 펄스 폭도 변하는 것을 알 수 있었다. 그리고 그림에 표기된 점선은 빔 분할 및 결합시, 완벽하게 빔 결합이 됐다고 가정한 결과이다.



(a)



(b)

그림 3.35 선형 주파수 변화율 차이($2\cdot\Delta a$) 변화에 따른 광 세기 분포와 자기 상관 신호 (a). 결합된 레이저 펄스 광 세기 분포, (b). 결합된 레이저 펄스 자기 상관 신호

두 번째로는 선형 주파수 변화율 차이($2 \cdot \Delta a$)를 일정 값으로 고정시킨 이후 비선형 주파수 변화율 차이(Δb)를 변화시키고, 위상 지연 값의 차이($\Delta \phi$)는 없다고 가정하고 0으로 고정하였다. 그랬을 때, 수학적 모델링의 결과는 그림 3.36와 같다. 첫 번째 경우와 다르게 광 세기 분포가 비대칭으로 나왔으며, Δb 의 값이 커질수록 비대칭율이 더욱 심해졌다. 그러나 자기 상관 신호의 결과는 광 세기의 비대칭율에 크게 영향을 받지 않았고 전체적으로 자기 상관 신호의 폭이 조금씩 줄어드는 효과만 나타났다.

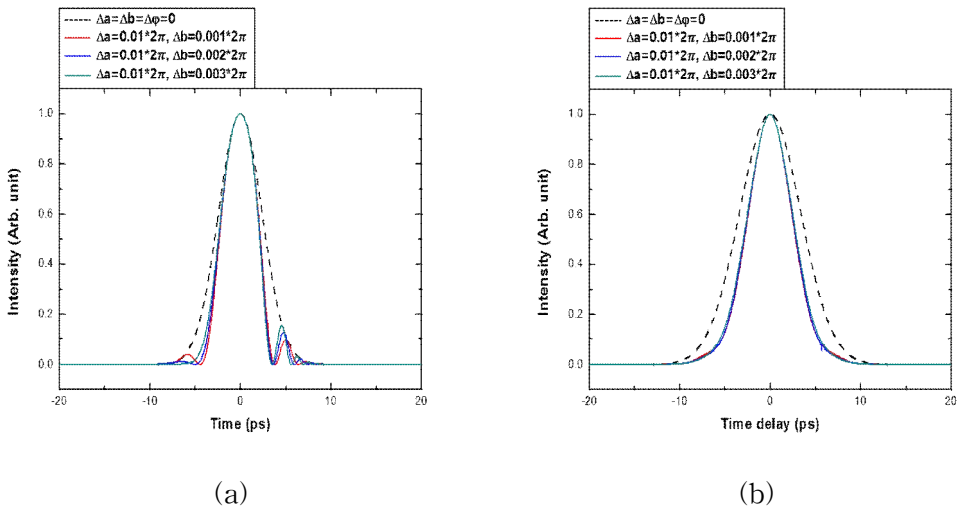


그림 3.36 비선형 주파수 변화율 차이(Δb) 변화에 따른 광 세기 분포와 자기 상관 신호 (a). 결합된 레이저 펄스 광 세기 분포, (b). 결합된 레이저 펄스 자기 상관 신호

마지막으로 위상 지연 값의 차이($\Delta\phi$)를 변화시키고, 선형 주파수 변화율 차이($2\Delta a$)와 비선형 주파수 변화율 차이(Δb)를 특정 값으로 두었다. Δa 와 Δb 가 0 값을 갖는 경우는 $\Delta\phi$ 가 자기 상관 신호에 영향을 주지 않기 때문에 자기 상관 신호 분석을 할 수 없다. 따라서 Δa , Δb 를 특정 값을 두고 $\Delta\phi$ 의 변화시켰으며, 그에 따른 결과는 그림 3.37와 같다. 광 세기 분포에서 심한 비대칭 신호를 확인했고, 자기 상관 신호에서는 $\Delta\phi$ 크기가 커질수록 펄스형태가 변하는 것을 확인할 수 있었다. 실제 제안한 빔 결합기에서 측정된 결합된 펄스의 자기 상관 신호는 그림 3.36 (b)처럼 자기 상관 신호에서 펄스 폭이나 형태의 변화는 관측되지 않았다. 그렇기 때문에 제안한 빔 결합기에서는 $\Delta\phi$ 의 영향은 없다고 판단된다. 추가설명으로 실제로 제안한 수동형 빔 결합기 같은 경우 이론상 $\Delta\phi = 0$ 이 되도록 설계된 구조이기 때문에 영향이 없다고 추론할 수 있다.

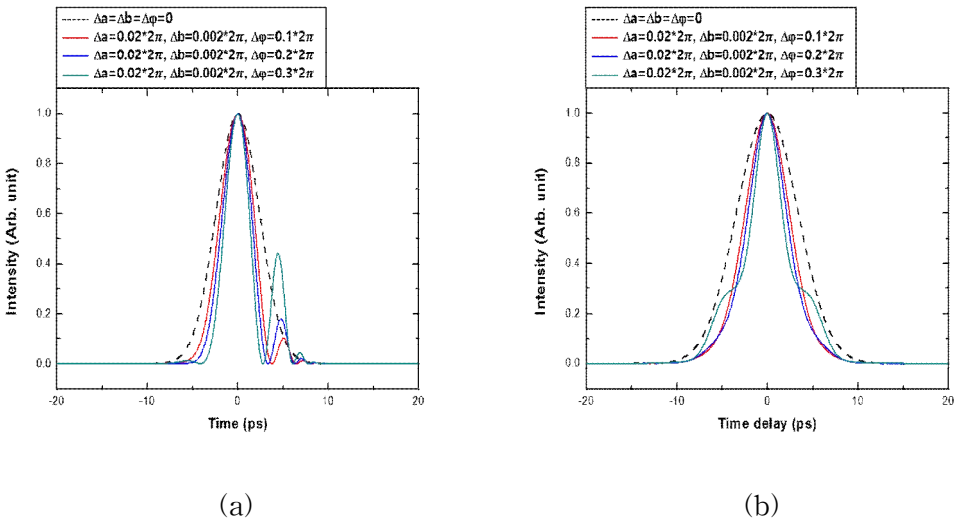


그림 3.37 위상 지연 값의 차이($\Delta\phi$) 변화에 따른 광 세기 프로파일과 자기 상관 신호 (a). 결합된 레이저 펄스 광 세기 분포, (b). 결합된 레이저 펄스 자기 상관 신호

간단한 수학적 펄스 모델링을 통해 빔 분할 및 결합과정에서 변화가 있고 결합된 펄스에 대해서 광 세기 분포와 자기 상관 신호를 분석하였을 때, 확연하게 변화가 있다는 것을 확인하였다. 그림 3.34 (d)와 같이 실제 측정된 단일펄스와 결합된 펄스의 자기 상관 신호가 육안으로는 같았다. 정확하게 정량적 해석을 위해 상대적인 신호 펄스 차이를 이용하였다. 상대적 자기 상관 신호의 반치폭 차이 크기는 식 (3.10)과 같이 정의하였다.

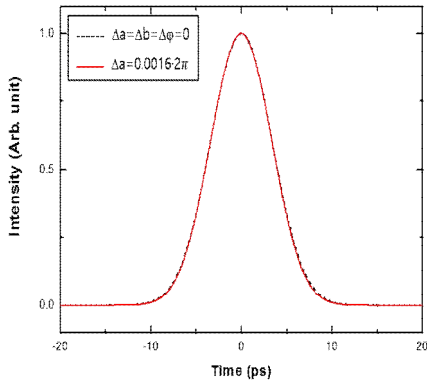
$$\Delta t_d = \frac{\Delta t_s - \Delta t_c}{\Delta t_s} \tag{3.10}$$

여기서 Δt_s 는 단일 펄스의 자기 상관 신호 반치 폭, Δt_c 는 결합된 펄스의 자기 상관 신호 반치 폭이다. 측정된 각각의 자기 상관 신호 폭은 $\Delta t_s = 1.7\text{ms}$, $\Delta t_c = 1.68\text{ms}$ 이었다. 그랬을 때, 상대적인 펄스 차이는 약 1% 이었다. 그리고 선형 처핑된 가우시안 펄스로 가정하였을 때, 이론적 선형 주파수 변화율($2 \cdot a$)는 식 (3.11)로 나타낼 수 있다.

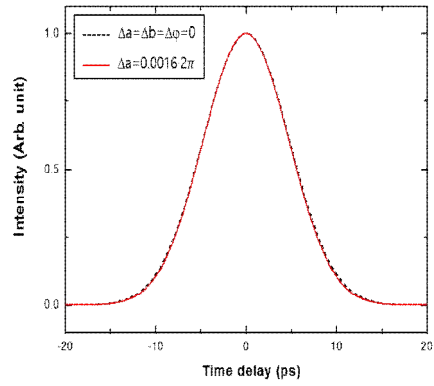
$$a \approx \frac{\pi \cdot c}{\Delta t \cdot \lambda_0^2} \cdot \Delta \lambda \tag{3.11}$$

여기서 c 는 광속, Δt 는 레이저 발진기의 펄스 폭, λ_0 는 레이저 발진 중심 파장, $\Delta \lambda$ 는 밴드 폭이다. 레이저 발진기의 펄스 폭이 4 ps, 중심 파장이 1030 nm, 밴드 폭이 11 nm이라고 했을 때, $a = 0.3 \cdot 2\pi/ps^2$ 으로 계산되었다.

그리고 실제 측정된 단일펄스와 결합된 펄스의 상대적인 펄스 차이를 가지고 이 값에 해당하는 선형 주파수 변화율 차이($2 \cdot \Delta a$)를 구하였다. 1%에 해당하는 Δa 는 약 $0.0016 \cdot 2\pi/ps^2$ 이었으며, 이 때, 선형 주파수 변화율의 크기 변화($\Delta a/a$)가 약 0.5%이다. 그리고 이에 해당하는 광 세기 분포와 자기 상관 신호는 그림 3.38와 같으며, $\Delta a = \Delta b = \Delta \phi = 0$ 와 비교했을 때, 차이가 거의 없음을 확인하였다.



(a)



(b)

그림 3.38 선형 주파수 변화율 차이($\Delta a = 0.0016 \cdot 2\pi$)에 따른 광 세기 분포와 자기 상관 신호 (a). 결합된 레이저 펄스 광 세기 분포, (b). 결합된 레이저 펄스 자기 상관 신호

5. 빔 결합된 펄스의 펄스 압축

빔 결합기의 입력신호로 사용된 레이저 발진기의 출력 펄스는 처프된 펄스 이다. 따라서 빔 결합기에서 이중 증폭 이후 빔 결합된 펄스도 처프된 펄스 이므로 최종 출력 펄스의 펄스 압축 과정이 필요하다. 빔 결합기에서 나오는 최종 출력단 옆에 펄스 압축기를 그림 3.39와 같이 장치하였다. 펄스 압축기에 사용된 광학 소자들은 제3절에서 사용된 소자들과 동일한 사양을 갖는다.

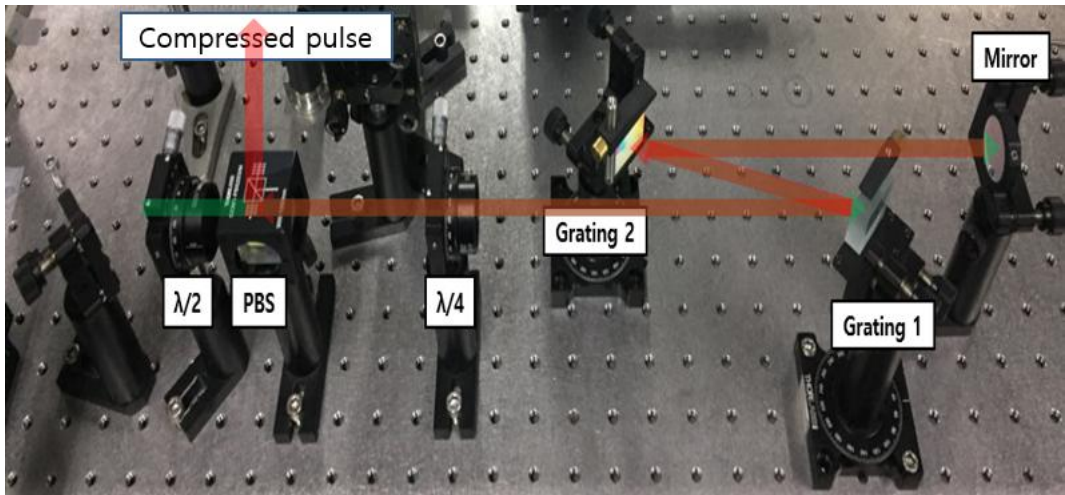


그림 3.39 빔 결합된 펄스 압축 장치 사진

압축된 펄스 폭을 측정하기 위해 광 세기 자기 상관계와 오실로스코프를 이용하여 광 세기 자기 상관 신호를 측정하고 펄스 폭을 계산하였다. 압축된 펄스의 자기 상관 신호는 그림 3.40과 같고, 빔 결합된 펄스의 압축된 펄스 폭은 Gaussian 형태라고 가정하였을 때, 약 450 fs로 측정되었다.

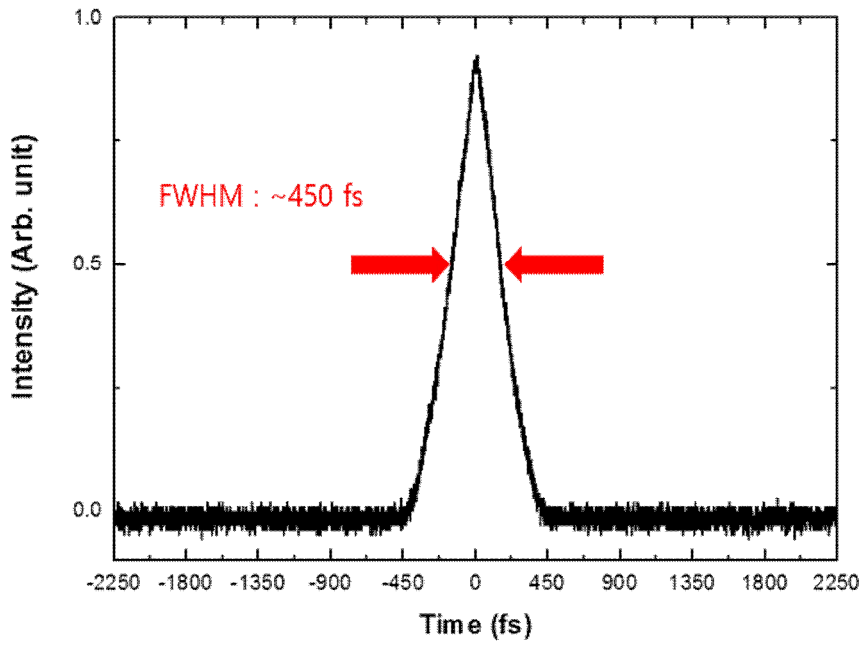


그림 3.40 펄스 압축 이후 펄스 폭

6. 빔 결합된 펄스의 빔질 측정

일반적으로 광섬유 레이저는 고체 레이저에 비해 우수한 빔질 특성을 갖는 것으로 알려져 있다. 레이저의 빔질 특성은 레이저의 빔질 값을 나타내는 M^2 값을 이용하여 측정할 수 있으며, M^2 값이 1에 가까울수록 Gaussian 분포의 빔질 특성을 갖는다. 본 실험에서는 식 (3.12)을 이용하여 M^2 의 값을 구하였다[20].

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{(z - z_0)M^2\lambda}{\pi \times w_0^2} \right)^2} \quad (3.12)$$

여기서 w_0 는 빔 허리에서 빔의 반경이며, z_0 는 빔 허리 위치, λ 는 레이저 발진기의 중심 파장이다.

M^2 값을 계산하기 위한 빔의 반경을 측정하기 위해 Spiricon사의 SP620U의 Beam profiler를 이용하여 출력되는 빔의 분포 특성과 빔의 지름을 측정하였다. 빔질 측정시 CCD(Charge-Coupled Device)의 손상을 방지하기 위해 ND 필터를 이용하였으며 실험에 사용된 CCD의 사양은 다음과 같다.

표 3.1 실험에서 사용한 CCD 카메라 사양

CCD : SP620U		
Description	unit	Value
spectral response	nm	190 ~ 1320
Maximum Beam size	mm	7.1 × 5.4
Pixel spacing	μm	4.4 × 4.1
Mimimum system dynamic range	dB	62
Saturation intensity	μw/cm ²	2.2

빔질 측정을 위해 렌즈 초점거리 전, 후 5 mm 간격으로 5번 이동 시켜 측정하였다. 그랬을 때, CCD로 측정된 빔질을 가우시안 피팅(Gaussian fitting)하였고, 그림 3.41과 같다. 가우시안 빔과 거의 동일하며, 깨끗한 빔질을 얻는 것을 확인할 수 있다. 그리고 초점 거리 전, 후로 측정한 데이터를 가지고 커브 피팅(Curve fitting)하였을 때, 그림 3.42와 같이 $M^2=1.12$ 로 측정되었다.

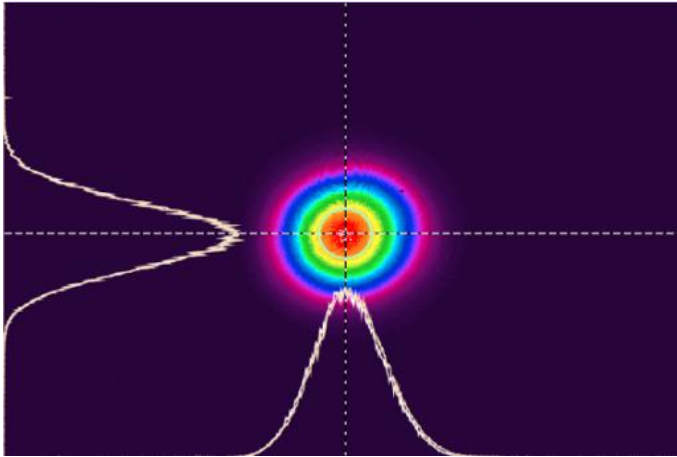


그림 3.41 측정된 레이저 빔질

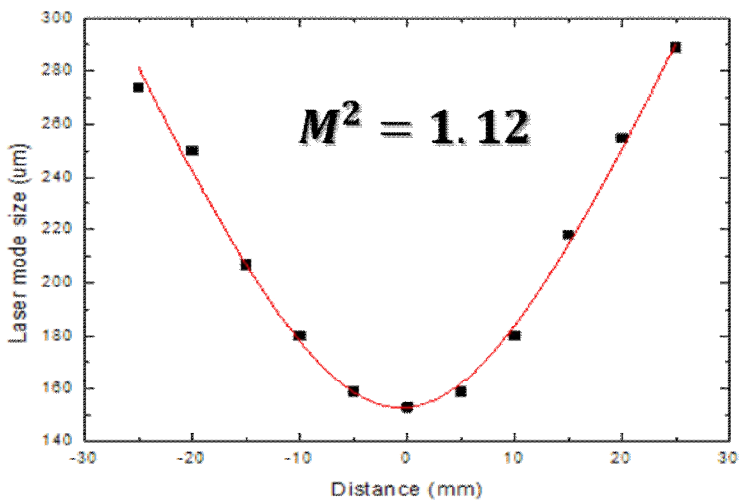


그림 3.42 빔 결합된 펄스의 M^2

제4장 결 론

본 논문에서는 비선형 편광 회전현상을 이용하여 모드 잠금된 광섬유 레이저를 제작하고 출력 특성 연구를 수행하였다. 그리고 새로운 형태의 수동형 레이저 빔 결합기를 제안 및 구성하고 빔 결합 특성 연구를 수행하였다.

제작한 레이저 발진기는 이득매질인 이터븀이 첨가된 광섬유와 단일 모드 광섬유, 1/4, 1/2 파장판을 이용하여 비선형 효과인 kerr효과를 이용한 비선형 편광 회전 방식으로 모드 잠금을 구현 하였다. 모드 잠금된 출력 펄스의 모드 공진 안정화 및 펄스 셰이핑(Pulse shaping)을 위하여 Bandpass filter를 삽입하였다. 제작한 레이저 발진기의 모드 잠금 출력은 LD 펌프 파워가 540 mW부터 발진되었고, 펌프 파워를 증가 시킴에 따라 기울기효율을 측정하였을 때 21% 이었으며, 레이저 발진기의 최대 출력 파워 130 mW, 펄스 에너지로는 5 nJ로 측정되었다. 그렇게 제작된 레이저 발진기를 오실로스코프로 측정한 펄스 간격은 37 ns, 반복률은 27 MHz로 측정되었고, 스펙트럼미터로 측정한 레이저 발진기의 스펙트럼은 1033 nm의 중심파장에서 약 11 nm의 폭을 가졌다. 그리고 광 세기 자기 상관계를 이용하여 펄스 폭을 측정한 결과 Gaussian 형태라고 가정하면 펄스 폭은 약 4.5 ps이다. 그리고 레이저 발진기를 구성하는 소자중 광 고립기 뒷쪽에 있는 1/4 파장판의 회전각(θ)에 따른 레이저 발진기의 출력 특성을 분석하였다. θ 가 $28^\circ \sim 56^\circ$ 에 일 때, 모드 잠금이 이루어졌고, 44° 에는 최대 펄스 에너지로 출력이 되었다. 모든 회전각(θ)에 대해서 오실로스코프로 측정한 펄스 출력에너지, 스펙트럼, 펄스 폭은 변화하였다. θ 가 28° 일 때, 가장 넓은 스펙트럼 폭(11 nm)과 가장 짧은 펄스 폭(4.5 ps)을 가졌고, θ 가 56° 일 때, 가장 짧은 스펙트럼 폭(4 nm)과 가장 넓은 펄스 폭(13 ps)을 가졌고, 스펙트럼 폭과 펄스 폭이 반비례하는 경향을 확인하였다.

그리고 광섬유 전치 증폭기를 구성하고 출력 특성을 조사해 보았다. 레이저 발진기에서의 출력은 편광 빔 분할기를 통해 편광된 상태로 출력된다. 따라서 광섬유 증폭기를 구성하는 소자들은 모두 편광 유지형 광섬유를 사용하여 안정적으로 증폭되도록 하였다. 증폭기를 구성하는 LD의 손상 임계값(1.8 W)까지 펌프 파워를 증가시켰을 때, 약 10 nJ의 출력 에너지를 얻을 수 있었고, 기울기 효율은 16%이었다. 그리고 증폭 이후 스펙트럼 형태는 레이저 발진기의 스펙트럼보다 전반적으로 단파장 부분이 올라가는 경향을 확인할 수 있었다.

본 연구에서는 마이켈슨 간섭계 구조와 2중 경로 증폭기로 구성된 빔 결합기를 제안하였다. 빔 결합 특성 분석을 하기 위해 본 연구에서 제작한 모드 잠금된 광섬유 레이저를 이용하였다. 제안한 빔 결합기는 마이켈슨 간섭계 구조에서 편광 빔 분할기를 통해 수직(s-pol), 수평(p-pol) 펄스를 시간적으로 분할 시켜 광섬유 증폭기에 입사 시킨 다음 뒷단에 구성되어있는 광섬유형 파라데이 회전자와 거울을 통해 편광을 90도 회전 시켜 되반사되어 돌아와 증폭을 시킨다. 따라서 2중 경로 증폭을 하기 위해 증폭기에서의 반전 밀도 분포 특성을 분석하여 분할된 펄스가 균일한 증폭을 하기 위해 펄스 열을 등 간격으로 시간 지연 되도록 하였다. 그러한 조건을 만족시키기 위해 분할된 펄스의 간격은 약 9 ns가 되어야 한다. 실제로 구성한 빔 분할 및 결합기에서 광 경로차는 약 2.66 m, 분할된 펄스 간격은 9 ns 이었다. 빔 분할 및 결합기에서 각 위치에 대한 펄스 열을 얇은 유리판을 두어 광 검출기와 오실로스코프를 이용하여 실시간으로 확인하였고, 측정된 분할된 펄스의 에너지 비율은 거의 1:1 이었고, 광섬유 증폭기에 입력되는 펄스 에너지는 약 0.5 nJ이었다. 그리고 빔 결합 이후와 빔 결합 전 단일 펄스와의 증폭 이후 출력 특성을 비교해 본 결과 빔 결합된 펄스는 빔 결합 전 단일 펄스의 2배 출력 에너지를 얻는 것을 확인하였다. 빔 결합 특성 분석을 위해 스펙트럼과 광 세기 자기 상관 신호를 측정하였다. 스펙트럼과 자기 상관신호의 형태는 전반적으로 동일했다. 측정한 자기 상관 신호의 반치폭으로 빔 결합 전 단일 펄스와 빔 결합된 펄스의 상대적인 펄스 폭 차이가 1% 범위 내에서 일치함을 확인하였다. 그리고 추가적인 빔 결합 분석을 위해 간단한 펄스 모델을 통해 측정 결과의 선형 주파수 변화율 크기 변화가 0.5% 이내임을 알 수 있었다. 따라서 펄스 모델을 통한 자기 상관 분석 결과로부터 본 연구에서 제안한 빔 결합기에 의한 빔 결합 효율은 매우 높을 것으로 판단된다. 그리고 빔 결합된 펄스를 펄스 압축 장치를 통해 압축한 결과 450 fs의 펄스 폭을 갖는 것을 확인하였고, CCD 카메라를 이용하여 빔질을 측정한 결과 M^2 는 1.12로 측정되었다.

본 연구에서는 높은 에너지를 발생시킬 수 있는 완전 정상 분산 광섬유 레이저를 제작하였고, 단일 모드 광섬유에서 증폭시킬 수 있는 한계를 극복하기 위하여 최근 많이 연구중인 빔 결합 연구를 위해 새로운 형태의 빔 결합기를 제안하였다. 그리고 제안된 빔 결합기의 빔 결합특성 분석을 수행하였고, 아주 높은 빔 결합 효율을 갖는 것으로 나타났다.

[참고문헌]

- [1] N. A. M. Hafz, T. M. Jeong, I. W. Choi, S. K. Lee, K. H. Pae, V. V. Kulagin, J. H. Sung, T. J. Yu, K. H. Hong, T. Hosokai, J. R. Cary, D. K. Ko and J. Lee, "Stable generation of GeV-class electron beams from self-guided laser - plasma channels," *Nature Photonics*. vol. 2(9), 571-577 (2008)
- [2] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima and J. Limpert, "The future is fibre accelerators," *Nature Photonics*. vol. 7(4), 258 - 261 (2013)
- [3] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges "Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," *Opt. Lett.* vol. 36(5), 621-623 (2011)
- [4] E. Seise, A. Klenke, S. Bretkopf, J. Limpert, and A. Tunnermann, "88 W 0.5 mJ femtosecond laser pulses from two coherently combined fiber amplifiers," *Opt. Lett.* vol. 36(19), 3858-3860 (2011)
- [5] A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Bretkopf, J. Limpert and A. Tunnermann "Coherently combined CPA fiber laser system delivering 3 mJ femtosecond pulses," *Optics express*, vol. 19(24), 24280-24285 (2011)
- [6] S.B. Poole, D.N. Payne, M.E. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions," *Electron. Lett.* vol. 21(17), 737-738 (1985)
- [7] S.B. Poole, J.E. Townsend, D.N. Payne, M.E. Fermann, G.J. Cowle, R.I. Laming, P.R. Morkel, "Characterization of special fibers and fiber devices", *J. Lightwave Tech.* vol. 7(8), 1242-1255 (1989)

- [8] J. Schneider, "Fluoride fibre laser operating at 3.9 μm ", *Electron. Lett.* vol. 31(15), 1250-1251 (1995)
- [9] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. C. Tropper, "Continuous-wave oscillation of a monomode Ytterbium-doped fiber laser," *Electron Lett*, vol. 24(17), 1111-1113 (1988)
- [10] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE J. Quantum Elect*, vol. 33(7), 1049-1056 (1997)
- [11] Vasuki Durairaj, "Amplification in Ytterbium-doped fibers," Master's Thesis, Aalto University, 11-13 (2013)
- [12] L. N. Binh, N. Q. Ngo, "Ultra-fast fiber lasers : Principles and Applications with Matlab models," CRC press, London New York, 22-25 (2011)
- [13] M. J. Kim, H. S. Kim, N. S. Kim and C. L. Workman, "Investigation of InGaAs quantum-well parameters of a semiconductor saturable absorber mirror used for mode locking of a Yb-doped fiber laser," *J.Kor.Phys.Soc*, vol.63(10), 1919-1924 (2013)
- [14] C. Y. Chong, "Femtosecond Fiber lasers and amplifiers based on the pulse propagation at normal dispersion," Ph.D. Thesis, Cornell University (2008)
- [15] J. Buchley, "High-energy ultrafast ytterbium fiber lasers," Ph.D. Thesis, Cornell University (2006)
- [16] L. E. Nelson, S. B. Fleischer, G. Lenz, and E. P. Ippen, "Efficient frequency doubling of a femtosecond fiber laser," *Opt. Lett.* vol. 21(21), 1759-1761 (1996)

- [17] F. O. Ilday, J. R. Buckley, W. G. Clark and F. W. Wise, “Self-Similar Evolution of Parabolic Pulses in a Laser,” *Phys. Rev. Lett.* vol. 92(21), 3902-3905 (2004)
- [18] DELMAR PHOTONICS, “AA-10D Autocorrelator manual”
- [19] E. P. Ippen and C. V. Shank, in *Ultrashort Light Pulses*, S. L. Shapiro, ed. Springer-Verlag, 89-92 (1977)
- [20] B. E .A Saleh, M. C. Teich, “FUNDAMENTAL OF PHOTONICS”, A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION JOHN WILEY & SONS, INC, New York, 80-103 (1991)

